第1章
低速运动物体升力产生机制

在这一章,我们讨论物体在空气中作低速定常运动时产生升力的机制,包括无粘机制和粘性机制。无粘机制不直接涉及空气的粘性,将升力与绕封闭物体的环量联系起来,主要涉及翼型的流动。翼型一般有尖尾缘,尖尾缘的几何奇性作用迫使从前缘附近的驻点分开的绕翼型上下表面的流体在尖尾缘汇合。如果翼型有攻角(即与来流方向存在夹角)或者向上凸起(即存在正弯度),那么尖尾缘导致的流体汇合使得上表面流体速度比下表面更大,从而整体上,上表面流体的静压比下表面低,因此出现向上的合力即升力。上表面流体速度快,相当于绕翼型的速度环量不为零,并且是顺时针的。因此,升力大小必然与环量存在联系。这就是升力产生的无粘机制。当然,严格而言,无粘机制中还是存在粘性影响的。尖尾缘的奇性作用是通过粘性发生的,只是这种作用的整体结果(上下流体在尖尾缘汇合)不再与粘性存在显式依赖关系。

粘性机制主要针对球类运动。因为表面或者旋转导致的不对称,使得在球体表面出现流动不对称甚至不对称分离,导致侧向力的出现,这就是升力产生的粘性机制。

升力机制的无粘流尤其是无旋流理论比较成熟,粘性机制从定性角度也可以用理论进行分析,但定量理论主要依赖实验测量。

在本章中,我们还介绍鸟与昆虫产生升力的方式,相关知识在第5章和第7章会进一步介绍。

本章介绍的无粘机制主要涉及二维问题。这里指的二维问题,是流体的速度只

在二维平面(x,y)有分量,在另一个方向即展向(z)分量为 0。另外,在各展向位置,物体的平面形状和大小完全一样。对于二维问题,所考虑的力是单位展长的物体所受的力。实际问题都是三维的,但如果物体展向长度很大,并且物体的几何形状和尺寸在沿展向大部分区域内都不变化,无穷远来流沿展向也是均匀分布的,那么把沿展向大部分区域看作二维流动处理,可以使问题大大简化,并且得到的结果与实际问题误差不大。在第 2 章会看到,对于许多三维问题,也可以先使用二维流动的结论,适当加以修正以获得三维流动的结果。

1.1 引　　言

在进入本章正式内容之前,我们用一节来介绍一些铺垫知识,包括升力概念的描述,流体力学基本方程的来源与分类,以及一些重要的空气动力学事件与杰出空气动力学家介绍。这些铺垫知识对读者把空气动力学作为自己的学科知识学习是非常重要的。

1.1.1 力与升力

地球对任何物体都存在引力作用,所以物体在空中飞行时,一般需要空气提供浮力或升力来平衡或部分平衡重力,以免掉下。像氢气球、热气球、飞艇之类的物体,浮力起到平衡重力的作用。浮力在静止空气中就能产生。与此不同,空气升力是物体和空气存在相对运动时产生的垂直于运动方向的力。有一些飞行器同时存在升力和浮力,如飞艇。升力既然与飞行方向垂直,那么就可以看成一种不对称力。这种不对称力的产生显然需要几何不对称或者相对运动不对称才能产生。飞机机翼做成向上弯曲或者与运动方向成一定倾角(攻角)是产生不对称作用的一种方式。球类通过旋转使得上下表面产生不对称的空气流动以产生升力。球类运动产生的升力也称为侧向力。在早期文献中,升力被称为举力。

一般飞机在飞行时靠垂直于运动方向的升力来平衡重力,虽然在爬升着落阶段,尤其是垂直起降飞机的垂直起降阶段,发动机的推力也可以平衡部分重力。提供垂直于运动方向的升力是有代价的,有升力就有平行于运动方向的阻力。阻力需要发动机提供动力来克服。火箭垂直发射不需要空气升力,火箭动力同时克服阻力和重力,并使火箭加速上升。卫星则很例外。卡门经过计算,发现在一百公里以上的稀薄高空,飞机在作水平飞行时为了产生足够平衡重力的升力,必须采用很大的速度。这个速度达到了轨道飞行的速度,离心力大到可以平衡重力,因此 100 km 就是航天的下限。虽然卫星不需要空气升力,但为了减少稀薄空气的阻力,需要在更高的轨道

飞行。

存在升力影响的物体有：

(1) 大部分航空飞行器，如战机、民航客机、无人侦察机。

(2) 若干航天器或临近空间飞行器，如航天飞机、平流层飞艇、高超音速巡航飞行器。

(3) 昆虫与鸟类。

(4) 落叶、雪花在下落时，因出现翻滚而导致侧向漂移。

(5) 运动中的篮球、排球、足球和乒乓球。

(6) 飞镖、飞盘、飞行中的扑克牌。

由流体力学知，沿流线成立的伯努利方程可以写成

$$p = p_\infty + \frac{1}{2}\rho V_\infty^2 - \frac{1}{2}\rho V^2 \tag{1-1}$$

这里 $V=\sqrt{u^2+v^2+w^2}$ 是空气的速度大小（u,v,w 是速度的三个分量，单位为 m/s），p 为压力（单位为 Pa，即 N/m^2），ρ 为空气密度（单位为 kg/m^3，本章考虑的是不可压缩流动，因此密度为常数）。下标∞表示无穷远状态，即来流状态。在地面，空气密度为 1 kg/m^3 的量级，无扰动状态的压力 p_∞ 是 10^5 Pa 量级。在第 7 章介绍的大气环境，会对各种高度的非扰动状态对应的空气参数进行介绍。如果物体周围的速度变化是 10^2 m/s 量级，那么按式(1-1)，速度变化引起的压力变化是 10^4 N/m^2 的量级。显然，从量级上看，如果设计合理，这足以产生可以托起钢制结构飞行器的力。

伯努利方程(1-1)没有涉及空气因高度变化所存在的重力势能。如果考虑重力势能，处在高度为 y（所有长度都用 m 作为单位）的流体对应的伯努利方程为

$$p = p_\infty + \frac{1}{2}\rho V_\infty^2 + \rho g y_\infty - \frac{1}{2}\rho V^2 - \rho g y \tag{1-2}$$

这里，y_∞ 表示过 y 的流线在无穷远的位置。

伯努利方程是流体力学基础中最基本的方程之一。在稍后的地方，我们将介绍伯努利方程的来源。下面讨论它的物理意义。

伯努利方程虽然是由动量守恒方程导出的，但也反映了能量守恒，即静压 p 与动压 $\frac{1}{2}\rho V^2$ 之和是守恒的。式(1-1)也可以写成

$$p + \frac{1}{2}\rho V^2 = \text{const}$$

注意，一般情况下，上式只是沿流线成立，在不同流线上，右端的常数一般取不同值。但对于无旋流动，上式处处成立，右端常数在整个无旋流区域取同一值。在本章讨论升力产生的无粘机制时，考虑的都是无旋流动，从而右端取同一常数。

下面从伯努利方程来讨论升力产生的可能性。均匀来流遇到物体，因物体的存在会导致某些区域流动加速，某些区域流动减速，由于动压与静压之和为常数，因此

在加速的地方压力会变小，减速的地方压力增加，从而有可能产生不为零的合力。这实际上就是低速飞行器产生升力的基本原因。更严格的讨论会在后面的几节中介绍。在介绍伯努利方程来源之前，我们先来看在什么情况下应该使用式(1-1)，在什么情况下必须考虑式(1-2)。

为了讨论方便，这里假设密度为1的量级。采用不同量级的密度不会改变下面的定性结论。

对于重于空气的飞行器的空气动力学问题，使用式(1-1)就行了，这是因为一般飞机的厚度为1 m的量级，因此由势能变化引起的压力变化是$\rho g\times 1\approx 10$ Pa的量级，比由惯性引起的压力变化小许多。例如，普通飞机的飞行速度一般为100 m/s量级，因此惯性力的量级为$\frac{1}{2}\rho V^2\approx 5000$ Pa，比势能变化引起的压力改变大许多。

对于浮力也占重要地位的飞艇，厚度一般是10 m的量级，因此由势能引起的压力变化是$\rho g\times 10\approx 100$ Pa量级。一般飞艇速度是10 m/s量级，因此由于速度变化引起的压力变化是$\frac{1}{2}\rho V^2\approx 50$ Pa量级。因此对于飞艇，必须使用式(1-2)。图1-1给出了某高空飞艇的图片(它的动力方式为太阳能加蓄电池加螺旋桨)，它的长度为152 m，直径为46 m，可见飞艇的厚度确实非常大。

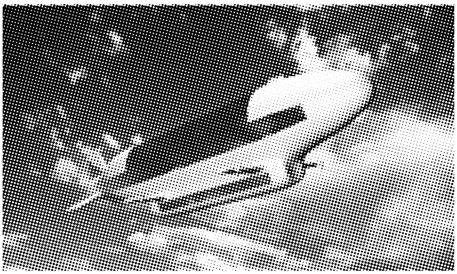

图1-1　美国洛马公司拟发展的高空飞艇

下面回顾一下与伯努利方程相关的历史。事实上，在伯努利时代(18世纪)早期，流体压力的概念还不是特别清楚。于1700年2月8日出生的伯努利(Daniel Bernoulli，荷兰)以及于1707年4月15日出生的欧拉(Leonhard Euler，瑞士)对前面介绍的伯努利方程都有过研究。欧拉与伯努利以及伯努利的父亲(Johann Bernoulli)在同一座城市(Basel)生活了一段时间，有过密切交往。在这段时间，欧拉建立了压力是一种点作用力的概念并导出了下面的方程：

$$\mathrm{d}p+\rho V\mathrm{d}V=0 \tag{1-3}$$

该方程后来被称为欧拉方程。欧拉将式(1-3)积分，得到了沿流线成立的伯努利方程

$$p+\frac{1}{2}\rho V^2=\text{const} \tag{1-4}$$

以及在无旋流假设下处处成立的伯努利方程

$$p+\frac{1}{2}\rho V^2=\mathrm{const}$$

因此，伯努利方程应该是欧拉导出的。在伯努利的专著 *Hydrodynamics* 中，伯努利既引入了流体力学（Hydrodynamics）一词，又试图建立压力和速度之间的关系。但据 Anderson 称，在伯努利的专著中，找不到形式为式(1-4)那样的关系式。

1.1.2 流体力学基本方程的来源与分类

在学习流体力学基础时，我们已经熟悉了质量守恒方程、动量守恒方程和能量守恒方程（第四章有进一步介绍）。这里介绍它们的来源以及一些常用分类方法。实际上，是欧拉建立了质量守恒方程和动量守恒方程。对于质量守恒方程，欧拉采用了达朗贝尔（d'Alembert）的研究结果。达朗贝尔于 18 世纪中叶得到了平面和轴对称二维流动的质量守恒方程。几年后，欧拉得到了质量守恒方程的一般形式：

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho\boldsymbol{V})=0 \tag{1-5}$$

这里

$$\nabla\cdot(\rho\boldsymbol{V})\approx\frac{\partial\rho u}{\partial x}+\frac{\partial\rho v}{\partial y}+\frac{\partial\rho w}{\partial z}$$

利用质点导数（即任一给定流体质点的密度随时间的变化率）定义

$$\frac{\mathrm{D}\rho}{\mathrm{D}t}=\frac{\partial\rho}{\partial t}+u\frac{\partial\rho}{\partial x}+v\frac{\partial\rho}{\partial y}+w\frac{\partial\rho}{\partial z}$$

式(1-5)也可以写成

$$\frac{\mathrm{D}\rho}{\mathrm{D}t}+\rho\nabla\cdot\boldsymbol{V}=0 \tag{1-6}$$

对于不可压缩流动，任一给定流体质点的密度不随时间变化，即

$$\frac{\mathrm{D}\rho}{\mathrm{D}t}=0$$

将上式代入式(1-6)，得不可压缩流动定义的等价条件：

$$\nabla\cdot\boldsymbol{V}=0 \tag{1-7}$$

式(1-7)就是不可压缩流动的质量守恒方程，也称连续性方程。对于不可压缩流动，一般不直接使用不可压缩流动的原始定义式 $\mathrm{D}\rho/\mathrm{D}t=0$ 作为质量守恒方程，而是使用式(1-7)。从一般角度，式(1-6)对不可压缩流动也成立，在 5.5 节，我们会讨论对于不可压缩流动为何不使用统一式(1-6)的原因。

欧拉也得到了动量守恒方程的一般形式：

$$\begin{cases} \rho \dfrac{\mathrm{D}u}{\mathrm{D}t} = -\dfrac{\partial p}{\partial x} + \rho f_x + F_x^{(\mathrm{visc})} \\ \rho \dfrac{\mathrm{D}v}{\mathrm{D}t} = -\dfrac{\partial p}{\partial y} + \rho f_y + F_y^{(\mathrm{visc})} \\ \rho \dfrac{\mathrm{D}w}{\mathrm{D}t} = -\dfrac{\partial p}{\partial z} + \rho f_z + F_z^{(\mathrm{visc})} \end{cases} \tag{1-8}$$

式中，f_x，f_y，f_z 是体积力的三个分量，即单位质量的流体所受的远程力，包括重力；$F_x^{(\mathrm{visc})}$，$F_y^{(\mathrm{visc})}$，$F_z^{(\mathrm{visc})}$ 是粘性力的三个分量。欧拉没有给出粘性力的表达式，所以后来人们把下面的方程称为欧拉方程：

$$\begin{cases} \rho \dfrac{\mathrm{D}u}{\mathrm{D}t} = -\dfrac{\partial p}{\partial x} + \rho f_x \\ \rho \dfrac{\mathrm{D}v}{\mathrm{D}t} = -\dfrac{\partial p}{\partial y} + \rho f_y \\ \rho \dfrac{\mathrm{D}w}{\mathrm{D}t} = -\dfrac{\partial p}{\partial z} + \rho f_z \end{cases} \tag{1-9}$$

法国力学家纳维(M. Navier)和英国力学家斯托克斯(G. Stokes)分别于 1821 年和 1845 年将式(1-8)写成

$$\begin{cases} \rho \dfrac{\mathrm{D}u}{\mathrm{D}t} = -\dfrac{\partial p}{\partial x} + \rho f_x + \dfrac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \dfrac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \dfrac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \\ \rho \dfrac{\mathrm{D}v}{\mathrm{D}t} = -\dfrac{\partial p}{\partial y} + \rho f_y + \dfrac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \dfrac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \dfrac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \\ \rho \dfrac{\mathrm{D}w}{\mathrm{D}t} = -\dfrac{\partial p}{\partial z} + \rho f_z + \dfrac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \dfrac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \dfrac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \end{cases} \tag{1-10}$$

式(1-10)后来被称为纳维-斯托克斯(Navier-Stokes，简称 N-S)方程。τ_{xx}，τ_{xy}，τ_{xz}，τ_{yx}，…为粘性应力张量的各分量，由本构关系给出。在 17 世纪，牛顿给出了两平行平板之间简单剪切情况下粘性应力 τ 与速度随距离的变化率$\dfrac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}y}$之间的关系，即 $\tau = \mu \dfrac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}y}$。其中 μ 为粘性系数，单位为 $\mathrm{N \cdot s/m^2}$。对于牛顿流体，N-S 方程涉及的粘性应力的表达式为

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= \lambda(u_x + v_y + w_z) + 2\mu u_x \\ \tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu(u_y + v_x) \\ \tau_{xz} &= \tau_{zx} = \mu(u_z + w_x) \\ \tau_{yy} &= \lambda(u_x + v_y + w_z) + 2\mu v_y \\ \tau_{yz} &= \tau_{zy} = \mu(v_z + w_y) \\ \tau_{zz} &= \lambda(u_x + v_y + w_z) + 2\mu w_z \end{aligned}$$

式中，λ 为体积粘性系数(bulk viscosity)，在斯托克斯假设下，$\lambda = -\dfrac{2}{3}\mu$。

能量守恒方程是伴随热力学的发展而出现的，具体由谁导出不是特别清楚。能量守恒方程的一般形式可以写成

$$\rho\frac{\mathrm{D}E}{\mathrm{D}t}=-\frac{\partial pu}{\partial x}-\frac{\partial pv}{\partial y}-\frac{\partial pw}{\partial z}+\rho f_w \quad（理想流体）\tag{1-11}$$

$$\rho\frac{\mathrm{D}E}{\mathrm{D}t}=\frac{\partial Q_x}{\partial x}+\frac{\partial Q_y}{\partial y}+\frac{\partial Q_z}{\partial z}+\rho f_w-\frac{\partial q_x}{\partial x}-\frac{\partial q_y}{\partial y}-\frac{\partial q_z}{\partial z}+\rho\hat{q} \quad（粘性流体）\tag{1-12}$$

其中，$E=e+\frac{1}{2}(u^2+v^2+w^2)$为总能（$e$为内能），$f_w=f_xu+f_yv+f_zw$为单位质量的流体的体积力做的功，由

$$Q_x=-pu+u\tau_{xx}+v\tau_{xy}+w\tau_{xz}$$
$$Q_y=-pv+u\tau_{yx}+v\tau_{yy}+w\tau_{yz}$$
$$Q_z=-pw+u\tau_{zx}+v\tau_{zy}+w\tau_{zz}$$

定义的Q_x,Q_y,Q_z是三个方向的面积力（压力和粘性应力）做的功；$\hat{q}$为单位质量的流体的辐射换热量；q_x,q_y,q_z为三个方向的热流量，由傅里叶定律给出：

$$q_x=-\kappa T_x,\quad q_y=-\kappa T_y,\quad q_z=-\kappa T_z$$

式中，κ为热传导系数（单位为 W/(m・K)）；T为温度。

粘性系数和热传导系数是温度的增函数，这是因为空气的粘性作用与热扩散作用都是由于分子热运动引起的，温度越高，分子热运动就越强烈，从而粘性和热传导作用就越强。如果空气温度高到有化学反应，那么它们还是压力的函数。如果没有化学反应，空气的粘性系数$\mu_{\mathrm{nr}}=\mu_{\mathrm{nr}}(T)$由萨特兰（Sutherland）公式给出：

$$\frac{\mu_{\mathrm{nr}}}{\mu_0}=\frac{T_0+C}{T+C}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{1.5}\tag{1-13}$$

其中，$C=110.4\ \mathrm{K}$；$T_0=288.15\ \mathrm{K}$；μ_0为空气在温度为$T=T_0$时的粘性系数；$\mu_0=1.8247\times10^{-5}\ \mathrm{kg/(m\cdot s)}$。在考虑可压缩附面层里面的粘性效应时，使用式(1-13)不太方便，往往采用下式：

$$\frac{\mu_{\mathrm{nr}}}{\mu_0}=\left(\frac{T}{T_0}\right)^n\tag{1-14}$$

其中

$$n=\begin{cases}8/9, & 90\ \mathrm{K}<T<300\ \mathrm{K}\\ 3/4, & 300\ \mathrm{K}<T<400\ \mathrm{K}\\ 1/2, & T>3000\ \mathrm{K}\end{cases}$$

有时在作量级分析时，直接取$n\approx1$。当存在化学反应时，粘性系数μ与按式(1-13)确定的粘性系数μ_{nr}之比既是温度的函数，又是压力的函数。对于给定的压力，随着温度增加，μ/μ_{nr}先增加后减小。对于给定的温度，随着压力增加，μ/μ_{nr}先增加后减小（见本章参考文献[1]）。

对于热传导系数，一般将它通过普朗特数Pr与粘性系数联系起来：

$$Pr = \frac{\mu c_p}{\kappa}$$

式中，c_p 为定压比热。对于常温空气，$c_p = 1.004 \times 10^3$ J/(kg·K)，$Pr = 0.72$，$\kappa = 0.0182$ J·s/(m^2·K)。在相当宽的温度范围内，普朗特数和定压比热近似为常数。例如，到了 1000 K，定压比热也只是 $c_p = 1.141 \times 10^3$ J/(kg·K)。如果读者对更多的数据感兴趣，请参阅相关文献[2]。

在一般的空气动力学内容中，很少关心一般形式的动量方程和能量方程的求解，所以对于方程(组)的称呼也不统一。习惯上，人们把方程(1-9)称为欧拉方程，把方程(1-10)称为纳维-斯托克斯方程。但在计算空气动力学领域，大多数人提到的欧拉方程和纳维-斯托克斯方程包含了更多的方程。

(1) 对于可压缩无粘流动，欧拉方程是质量守恒方程(1-5)、动量守恒方程(1-9)以及相应的能量守恒方程(1-11)的总称。

(2) 对于不可压缩粘性流动，把质量守恒方程(1-7)和动量方程(1-10)合称为纳维-斯托克斯方程。

(3) 对于可压缩粘性流动，人们把质量守恒方程(1-5)、动量守恒方程(1-10)和对应的能量守恒方程(1-12)合称为纳维-斯托克斯方程。

不同专业根据描述问题的需要，能量守恒方程(1-11)或(1-12)的形式会有所不同，如传热专业习惯使用温度所满足的能量方程，燃烧专业则更习惯使用焓所满足的能量方程。

如果考虑高温气体，那么还需要补充更多的方程[3]。本书第 5 章将进一步讨论 N-S 方程的不同形式。

由于学科发展所涉及的历史原因以及学科之间交叉存在一定的滞后，导致一些常见的名称存在一些模糊不清的地方。

从英文角度，我们接触到 Fluid Mechanics 和 Fluid Dynamics。实际上，严格说来，Fluid Mechanics 包括了 Fluid Dynamics 和 Fluid Statics。后者被翻译成流体静力学没有任何争议。Fluid Mechanics 被翻译成流体力学也没有任何争议。但 Fluid Dynamics 则可以翻译成流体力学，也可以翻译成流体动力学。相对 Fluid Statics，Fluid Dynamics 一般翻译成流体动力学。但 Fluid Dynamics 包括两方面内容：Kinematics 和 Kinetics。Kinematics 指运动学，是运动存在的形式，不涉及力的过程。例如，点涡、点源、均匀流等叠加原理属于运动学内容，描述涡与速度关系的毕奥-萨伐尔定律也是运动学内容。而 Kinetics 主要指在力的作用下流体的运动过程。流体力学的动量守恒方程及其应用显然属于 Kinetics。主要引起含混的地方是 Kinetics 如何翻译。从字典上，Kinetics 应该被翻译成动力学，因此与前面的 Dynamics 的翻译存在冲突。例如，不可压缩流动的动量方程属于 Kinetics，而速度的散度为 0(式(1-7))属于 Kinematics，它们合起来属于 Dynamics。

研究气体的力学有两种方式。一种是从连续介质力学出发，这样描述流体运动的基本方程是纳维-斯托克斯方程。另外一种是从分子角度出发，从分子的平动、转动与相互碰撞过程来构造方程。后者被称为 Kinetic Theory。这里的 Kinetic 强调分子的内部过程，在连续介质假设下，由这些内部过程也可以导出纳维-斯托克斯方程。Kinetic 从字面上被翻译成动的，或者动力的。于是 Kinetic Theory 被翻译成动力论，也被翻译成动(的)理论。

研究可压缩气体流动的 Gas dynamics 被翻译成气体动力学。但 Aerodynamics 在词典上有两种翻译(空气动力学，气体力学)，有的甚至译成航空动力学。这其实没有关系，不同专业的人可以有不同习惯。但作为本学科内的读者，应该明确，Aerodynamics 就是空气动力学，因此只能称为空气动力学。虽然叫空气动力学，但在许多 Aerodynamics 书本中，也涉及描述大气参数的静力学内容。

另外，Hydrodynamics 是 Bernoulli 引入的学科名词，早期主要指流体静力学(Hydrostatics)和水力学(Hydraulics)。现在认为 Hydrodynamics 和 Gas dynamics 一起组成 Fluid Dynamics。但在不同文献上，Hydrodynamics 有流体动力学、水动力学和液体动力学三种译法。也有一种说法，Hydrodynamics 就是 Hydraulics 和 Aerodynamics 的合称，流体力学(Hydrodynamics)发展到了 19 世纪，就出现了 Hydraulics 和 Aerodynamics 两个分支，相互之间的发展比较独立，前者偏重液体，后者主要涉及空气。但这些区分也不严格。

如何称呼方程，如何挑选必要的方程，在不同学科方式差别很大，习惯不一样，放在一起讨论会存在相当大的困难。好在传统的空气动力学内容不太涉及太多的这些问题。读者如果初次学习流体力学和空气动力学，面对上述问题会感觉茫然。只有学完一些后续课程，包括计算流体力学和稀薄气体动力学后，回过头来才能理解这些问题的本质。

1.1.3 一些重要的历史事件

空气动力学是流体力学发展到后期才出现的学科分支。学习任何一门知识都需要了解历史，从流体力学历史开始了解空气动力学历史可能更全面。当然这里不可能细致地介绍相关历史，我们只给出一些典型事件。表 1-1 给出了一些重要流体力学历史事件发生的年代。下面对一些对流体力学做过重要贡献的人物及其贡献进行简要介绍。不同来源之间可能存在一些冲突。其实遇到冲突并不重要，读者在掌握历史时，更需要理解一些过程。

阿基米德(Archimedes，287BC—212BC)对流体静力学做出了卓越的贡献，他在用澡盆洗澡时悟出了浮力定律，即浸在液体中的物体所受的浮力等于物体排开液体的重量。三国时代曹冲称象的故事说明，浮力定律很早就被我们的祖先利用。

1998 年,Keller 将浮力定律推广到了物体半浸入液体并且存在表面张力的情况[4]。在现在的流体力学中,浮力定律是可以被证明的,因此也可以称为阿基米德定理。阿基米德定律似乎只与液体相关,实际上飞艇也是利用空气浮力升空的。未来的平流层飞艇需要用到升力与浮力。

牛顿(Isaac Newton, 1643—1727)把流体看成相互之间没有作用力的粒子,与物体进行相互作用时,切向动量保留,法向动量消失,由此他证明,物面上压力系数与物面倾角(即物面相对来流方向的角度)的正弦平方成正比。虽然牛顿理论对于一般流体力学问题误差很大,但对于高超音速流动可以给出很好的预测结果。

伯努利(Daniel Bernoulli, 1700—1782)引入了流体力学(Hydrodynamics)一词,涉及流体静力学和水力学。目前的水力学(Hydraulics)是力学的一个分支,是研究液体(主要是水)的平衡和机械运动规律及其实际应用的一门基础科学。前面介绍的伯努利方程是他重要的贡献之一,虽然该方程的理论形式更应该归功于欧拉。

达朗贝尔(Jean le Rond d'Alembert, 1717—1783)研究了物体在液体中所受的阻力,发现按(无粘流)理论得出等速运动物体不受阻力的结论(但实测结果有阻力,并且在流速较高时,阻力大致与速度成正比),这被称为达朗贝尔疑题(佯谬)。达朗贝尔还引入了液体流动质量守恒的原则,建立了质量守恒方程即连续性方程。

欧拉(Leonhard Euler, 1707—1783)建立了理想流体的运动方程,并且建立了流体力学的数学理论。欧拉在建立流体力学理论时,用了后来被称为欧拉坐标系的参照系,在该参照系中,流动参数既是空间坐标的函数,又是时间的函数。与欧拉坐标系不同,拉格朗日(Joseph Louis Lagrange, 1736—1813)坐标系以流体的速度运动。

纳维(M. Navier, 1785—1836)基于分子相互作用的一些假设,导出了粘性流体的运动方程。斯托克斯(G. Stokes, 1819—1903)经过更严格的数学推导得到了粘性流体的运动方程,并建立了现代流体力学理论。后来以他们的名字命名的粘性流体运动方程即纳维-斯托克斯方程成了描述粘性流动最基本的方程(组)。欧拉方程是纳维-斯托克斯方程的粘性极限(即粘性系数趋于 0 的极限)。纳维-斯托克斯方程有可压与不可压之分,不可压缩流动是可压缩流动在速度趋于 0 的极限。证明纳维-斯托克斯方程的解是否光滑,是数学界重大难题之一。

克雷(George Cayley, 1773—1857)提出了现代固定翼飞机的原理,在丝绸圆盘上指出,固定翼飞机必须拥有独立产生升力的机制、独立产生推力的机制和独立的控制面。

玻耳兹曼(L. Boltzmann, 1844—1906)建立了描述气体流动的统计理论,尤其得到了玻耳兹曼方程。该方程与纳维-斯托克斯方程存在一定的联系,但可以用于描述稀薄气体的流动。纳维-斯托克斯方程是玻耳兹曼方程的流体力学极限。

兰金(W. J. M. Rankine, 1820—1872)建立了源与汇的数学理论,也为建立激波关系式做出了贡献。