

流体力学

杨增普 魏 岗 编
仲孝恭 吴锤结

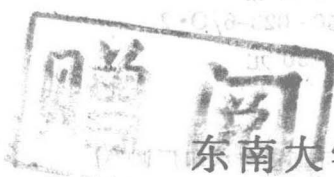
东南大学出版社

流体力学

本书是根据教育部审定的《流体力学》课程教学大纲编写的。本书可作为高等院校工科各专业流体力学课程的教学用书，也可供从事流体力学工作的工程技术人员参考。

本书共分五章。第一章介绍流体力学的基本概念、基本定律和流动的基本类型。第二章介绍流体静力学。第三章介绍流体运动学。第四章介绍流体动力学。第五章介绍粘性流体运动学。本书可作为高等院校工科各专业流体力学课程的教学用书，也可供从事流体力学工作的工程技术人员参考。

杨增普 魏岗 仲孝恭 吴锤结 编



东南大学出版社

学 内 容 提 要

本书系统地阐述了流体力学的基本概念、基本原理和解决流体力学问题的基本方法。全书共分七章，包括绪论、流体运动学、理想流体动力学基础、流体的涡旋运动、流体的波动、粘性流体动力学基础和湍流引论。

本书取材适中，系统性强，叙述严谨。书中附有大量例题和习题，以帮助读者更好地理解 and 掌握流体力学的基本内容和解题方法，书后附有答案。为了帮助读者学会和利用计算机求解流体力学问题，书中还给出了一些示范例子，并附有BASIC程序，同时给出一些相应的习题，供读者上机操作。为了便于读者自学，书后还给出了矢量分析概述、笛卡儿张量简介、正交曲线坐标系和数值方法简介等四个附录。

本书可作为高等院校气象类专业特别是军事气象和军事海洋类专业的基础课教材或教学参考书，也可供有关科技人员参考。

流 体 力 学

杨增普 等编

东南大学出版社出版发行
(南京四牌楼2号 邮编210096)

南京雄州印刷厂印刷

开本787×1092 毫米1/16 印张22.625 字数536.5千字

1995年4月第1版 1995年4月第1次印刷

印数: 1—2000册

ISBN 7-81050-023-6/O·2

定价: 18.50元

(凡因印装质量问题, 可直接向承印厂调换)

责任编辑 冉榴红
责任校对 史建农 王益民

前 言

本书是在谭伯彦教授1983年主编的《流体力学》的基础上,结合我们十多年来的教学实践修改补充而成的。

作为主要针对大气科学和海洋科学类专业而编写的一本基础课教材,在内容上,本书从为专业学习打下坚实的流体力学基础的考虑出发,兼顾了取材的针对性和学科自身的系统性、科学性,着重阐明流体力学的基本概念、基本原理和处理问题的基本方法。虽然在一些问题的引入和理论的应用中,也提到一些相关学科中的例子,但我们不把专业中的问题移植到本书中来,一些术语仍采用普通流体力学书中的叫法,而不采用专业中的命名。因此,本书也可作为其他有关专业的教学参考书。

学习本书需要具备微积分学、矢量分析、线性代数、微分方程和复变函数论等数学基础知识,此外还要用到张量的概念,有时还要采用正交曲线坐标系。为了方便读者阅读,本书将矢量分析、笛卡儿张量、正交曲线坐标系和数值方法的基本内容置于书后。不熟悉这些内容的读者,在学习正文有关章节前,应该先阅读一下附录中的有关内容,必要时教师也可以在课堂上穿插选讲一部分。

为帮助读者加对流体力学基本概念和基本原理的理解,以及掌握求解流体力学问题的基本方法,本书各章都穿插有一定数量的例题,它们大多具有一定的典型性和启发性,有些问题还是前人的研究成果。每章后面都附有相当数量的习题,它们是根据教学的需要而编写或选配的,应该被看成是本书的有机组成部分。通过对这些问题的求解或推证,读者可以进一步加对流体力学基本内容的理解,提高分析问题和解决问题的能力。书后附有习题答案,以供读者在做完习题后进行核对。

随着现代化科学技术的发展,计算机已日益成为人们的常用工具。为了使學生保持计算机使用不断线,在各章的例题中,还有一些是利用计算机求解的问题,同时还编有一定数量的用计算机求解的习题。考虑到学生对计算机的使用还不很熟悉,我们在有关例题中都附上了相应的BASIC程序。虽然这些程序不尽完美,读者在做相应的习题时,仍然可以从中得到启发。求解这些问题要用到的数值方法,可在附录D中查到。

为了配合本书的使用,加深读者对内容的直观理解,我们还编制有相应的教学录相带和计算机辅助教学软件。这些录相带和软件如何与本书配套使用,可查阅有关说明书。

本书是在空军气象学院流体力学教学小组全体同志的通力合作下完成的。各作者的具体分工如下:魏岗编写第1、2章;杨增普编写第3、6章和附录,并选配各章习题及编写习题答案;仲孝恭编写第5章;吴锤结编写第4、7章。全书由杨增普、魏岗负责统稿。

编 者

1994年10月于南京

目 录

1 绪论	(1)
1.1 流体力学的研究对象和研究方法	(1)
1.2 流体的连续介质模型	(3)
1.3 流体的粘性和可压缩性	(5)
1.4 流体力学的发展简史	(9)
习题	(13)
2 流体运动学	(14)
2.1 描述流体运动的两种方法	(14)
2.1.1 拉格朗日方法	(14)
2.1.2 欧拉方法	(16)
2.1.3 欧拉变数表达式与拉格朗日变数表达式之间的变换	(20)
2.2 迹线、流线、脉线和时间线	(24)
2.2.1 迹线	(24)
2.2.2 流线、流面和流管	(25)
2.2.3 脉线和时间线	(30)
2.3 连续性方程	(31)
2.3.1 系统和控制体	(31)
2.3.2 雷诺输运公式	(32)
2.3.3 连续性方程的推导	(33)
2.3.4 两种特殊情形下的连续性方程	(35)
2.4 流体微团运动的分析	(38)
2.4.1 流体微团的速度分解定理	(38)
2.4.2 流体微团的旋转	(41)
2.4.3 流体微团的变形	(42)

2.5 无旋运动和速度势	(45)
2.5.1 无旋运动的概念和速度势的引入	(45)
2.5.2 速度势的性质	(47)
2.5.3 无旋运动的连续性方程	(50)
2.6 不可压缩流体的平面运动和流函数	(53)
2.6.1 流函数的引入	(53)
2.6.2 流函数的性质	(54)
2.6.3 流函数与涡量的关系	(56)
2.7 不可压缩流体的平面无旋运动和复势	(59)
2.7.1 复势的引入	(59)
2.7.2 利用复势研究平面无散势流	(59)
2.7.3 几种简单的平面无散势流的复势	(61)
习题	(69)
3 理想流体动力学基础	(74)
3.1 作用在流体上的力	(74)
3.1.1 质量力	(74)
3.1.2 表面力	(75)
3.1.3 理想流体和静止流体中的应力	(75)
3.2 理想流体的动量方程	(77)
3.2.1 理想流体的积分形式的动量方程	(77)
3.2.2 理想流体的微分形式的动量方程——欧拉方程	(78)
3.2.3 转动参考系中的欧拉方程	(80)
3.3 理想流体的能量方程	(82)
3.3.1 理想流体的积分形式的能量方程	(83)
3.3.2 理想流体的微分形式的能量方程	(84)
3.3.3 理想流体的动能方程	(94)
3.4 理想流体动力学微分方程组的完备性和定解条件	(88)

3.5	不可压缩理想流体的一维流动	(94)
3.6	特殊情形下欧拉方程的积分	(101)
3.6.1	伯努利积分	(101)
3.6.2	拉格朗日积分	(108)
3.7	圆柱绕流	(109)
3.7.1	无环量的圆柱绕流	(110)
3.7.2	有环量的圆柱绕流	(113)
3.7.3	布拉休斯公式和库塔-茹可夫斯基定理	(117)
3.8	积分形式的动量方程和动量矩方程的直接应用	(121)
3.9	流体的静力平衡	(125)
3.9.1	流体的静力平衡方程 静止流体中的压强分布	(125)
3.9.2	静止流体中压强的传递——帕斯卡原理	(129)
3.9.3	静止流体对物体的作用力	(130)
3.9.4	大气的静力平衡 国际标准大气	(132)
	习题	(137)
4	流体的涡旋运动	(144)
4.1	涡旋运动的概念	(144)
4.1.1	涡旋运动的描述 涡量	(144)
4.1.2	涡线、涡面和涡管	(145)
4.1.3	涡通量和速度环量	(147)
4.2	涡旋的运动学性质	(150)
4.2.1	赫姆霍兹第一定理(涡通量沿涡管不变定理)	(150)
4.2.2	速度环量的随体导数	(151)
4.3	涡旋的动力学性质	(152)
4.3.1	涡旋的守恒	(152)
4.3.2	涡旋的产生、发展和消亡	(156)
4.4	由涡量场确定速度场	(164)

4.4.1 无旋有散及有散有旋场所对应的速度场	(165)
4.4.2 有散有旋场所对应的速度场	(166)
4.4.3 线涡(涡丝)诱导的速度场(毕奥-沙伐尔公式)	(167)
4.5 兰金组合涡	(169)
4.5.1 涡核外部的速度和压强分布	(170)
4.5.2 涡核内的速度和压强分布	(170)
4.5.3 关于速度和压强分布的讨论	(172)
4.6 涡层不稳定性及卡门涡街	(174)
习题	(176)
5 流体的波动	(180)
5.1 波动的基本概念	(180)
5.2 重力表面波的基本方程	(182)
5.2.1 不可压缩理想流体在重力作用下的波动是无旋运动	(182)
5.2.2 重力表面波的基本方程	(183)
5.2.3 边界条件和初始条件	(184)
5.3 平面重力表面波	(187)
5.3.1 平面重力表面波的基本解	(188)
5.3.2 驻波	(190)
5.3.3 行进波	(195)
5.4 波群和群速度	(204)
5.4.1 波幅相同、波长和频率相差很小的两列波的叠加	(204)
5.4.2 合成波的波形和波幅	(205)
5.4.3 群速度	(206)
5.5 波动的能量及其传递	(208)
5.6 浅水长波	(213)
5.6.1 浅水长波的基本假设	(213)
5.6.2 浅水长波的基本方程	(214)

5.6.3 浅水长波基本方程的求解——小扰动线性化近似	(215)
5.7 界面波和分层流体中的重力内波	(218)
习题	(225)
6 粘性流体动力学基础	(228)
6.1 应力张量及其与形变率张量之间的关系	(228)
6.1.1 应力张量	(228)
6.1.2 普遍的微分形式的动量方程	(232)
6.1.3 应力张量与形变率张量之间的本构关系式	(233)
6.2 粘性流体动力学基本方程和边界条件	(236)
6.2.1 粘性流体微分形式的动量方程——纳维-斯托克斯方程	(236)
6.2.2 粘性流体微分形式的能量方程	(238)
6.2.3 粘性流动的边界条件	(241)
6.3 粘性流动的基本特性	(243)
6.3.1 流动有旋性	(243)
6.3.2 涡旋扩散性	(245)
6.3.3 能量耗散性	(247)
6.4 不可压缩粘性流体层流问题的一些精确解	(247)
6.4.1 定常平行剪切流动问题	(248)
6.4.2 非定常平行剪切流动问题	(252)
6.5 相似理论和量纲分析	(257)
6.5.1 相似的概念	(257)
6.5.2 方程的无量纲化和相似判据	(258)
6.5.3 量纲分析	(260)
6.6 不可压缩粘性流体小雷诺数流动问题的近似解	(268)
6.6.1 不可压缩粘性流体中小球的匀速缓慢运动问题	(268)
6.6.2 轴对称小雷诺数旋转流动问题	(272)
6.7 不可压缩粘性流体的大雷诺数流动问题——层流边界层理论	(274)

6.7.1 普朗特边界层方程	(274)
6.7.2 平板层流边界层的布拉休斯解	(277)
6.7.3 卡门动量积分方程	(280)
习题	(286)
7 湍流引论	(291)
7.1 湍流的产生及其随机性	(292)
7.1.1 雷诺试验及其结果	(292)
7.1.2 层流向湍流的过渡	(293)
7.1.3 湍流的随机性	(296)
7.1.4 时均值	(296)
7.1.5 时均值和脉动值的性质	(297)
7.2 湍流的基本方程	(299)
7.2.1 连续性方程	(299)
7.2.2 时均动量方程——雷诺方程	(300)
7.2.3 湍流的动能方程	(301)
7.3 湍流的半经验理论	(306)
7.3.1 普朗特湍流动量输运理论(混合长理论)	(306)
7.3.2 卡门湍流相似理论	(309)
7.4 湍流边界层	(310)
7.4.1 湍流边界层内的速度分布	(310)
7.4.2 湍流边界层的拟序结构	(313)
7.4.3 湍流边界层方程	(314)
习题	(315)
附录	(317)
附录A 矢量分析概述	(317)
1. 标量场和矢量场及其几何描述	

2. 梯度、散度和旋度
3. 积分关系式
4. 标量势和矢量势

附录B 笛卡儿张量简介 (324)

1. 笛卡儿张量的概念
2. 张量的代数运算
3. 各向同性张量
4. 张量的微分运算

附录C 正交曲线坐标系 (336)

1. 正交曲线坐标系的概念
2. 正交曲线坐标系中的梯度、散度、旋度和拉普拉斯量
3. 正交曲线坐标系中的速度、加速度和形变率
4. 柱坐标系和球坐标系中的有关表达式

附录D 数值方法简介 (344)

1. 求解代数方程的牛顿迭代法
2. 求定积分的梯形法和辛普生法
3. 求解常微分方程的龙格-库塔法

习题答案 (348)

参考书目 (353)

1 绪 论

流体力学是力学的一个分支，它是一门基础性很强和应用性很广的学科。本章先阐明流体力学的研究对象和研究方法，然后讨论流体的连续介质模型以及流体的粘性和可压缩性，最后介绍流体力学的发展简史。

1.1 流体力学的研究对象和研究方法

1.1.1 流体力学的研究对象

地球表面的71%覆盖着海水，它是一种液体；而整个地表外面又覆盖着一层空气，空气是由多种气体混合而成的。液体和气体是自然界中人们最具感性认识的两类物质，它们具有共同的性质——易流动性，故统称为流体。所谓易流动性，是指当液体和气体处于静止时不能抵抗切向力。在切向外力的作用下，液体和气体将发生连续不断的形变，不论切向外力如何小，只要持续地作用，液体和气体将发生任意大的变形，直到切向力消失为止。这种不断变形的运动就称为流动。正是由于流体的易流动性，所以流体没有固定的形状。

与流体不同的另一类物质是固体，它对外力的响应则是采取另外一种形式，即当切向外力作用于固体时，固体在弹性限度范围内将发生相应的形变以产生切向应力来抵抗外力，使之达到平衡状态，所以固体是具有一定形状的。例如钢铁、岩石和玻璃等都是固体，它们在常温下都具有一定的形状。

流体和固体这两种有着完全确定而又互不相同力学性质的物质构成了力学的两大分支学科，即流体力学和固体力学。

我们知道，力学是研究客观实体的宏观机械运动和力的相互作用规律的一门学科。顾名思义，流体力学是研究流体机械运动的基本规律以及流体与固体之间相互作用的一门学科。

必须说明，流体和固体之分并不是绝对的。实际上，有些物质如某些树胶和油漆等，长期静置后会呈现固体的性态，如果加以摇晃或搅拌，又会显示出流动性。更有甚者，某些高分子聚合物会同时呈现流体和固体双重力学特性。于是有了粘弹性体和粘塑性体等概念，出现了粘弹性力学和粘塑性力学等新变形体的力学分支。

流体力学与生产建设、国防建设和人民生活有着密切的联系。例如，研究大气和海洋的运动，可以做好天气和海洋预报，以便为农业、渔业、航空和航海服务；研究各种飞行体和水面及水下物体的运动，了解它们的气动和水动力学性能，可以设计出阻力小、稳定

性高的飞机、导弹、船舰和潜艇等；研究河流、渠道和各种管路内的流动，掌握它们的运动规律，可以获得耗能少、安全性高的工程设计。此外，油气田的开发，地下水的利用，机械的润滑，动力设备的改进，都与流体力学密切相关。近几十年来，流体力学与其他学科相结合，形成了许多新的边缘学科，大大地充实和扩展了流体力学的研究和应用领域。

1.1.2 流体力学的研究方法

流体力学的研究方法有理论、实验和数值计算三种。

理论研究的方法是流体力学中最主要的方法，它首先根据流体及其运动的特性，抽象出合理的理想模型，并根据物理学的普遍定律(主要是质量守恒定律、动量定律以及能量转换和守恒定律等)，建立支配流体运动的基本方程组，把具体的流动抽象成数学问题，然后利用有关数学工具求解这些方程，以揭示流体运动的各种规律。理论研究已逐步形成一门分支学科——理论流体力学，它是流体力学的主要组成部分。

实验研究方法在流体力学中具有重要的地位。实验是理论的基础，通过实验来检验理论结果和计算结果的正确性，并提供发展新理论的根据。流体力学实验研究主要是进行模拟试验，将所研究的流动在完全相同或相似的条件下，使之在实验室中再现，以便观察和测量。随着实验设备的完善和测试手段的提高，以及实验理论的建立，实验研究亦已成为流体力学中的一个专门分支学科——实验流体力学，它是流体力学研究中不可缺少的重要组成部分。

理论研究方法和实验研究方法都具有一定的局限性。理论研究建立的是比较简单的理想模型，并且由于数学上的困难，有很多问题难以用解析的方法求得满意的结果。实验研究往往受到模型尺寸、实验设备及测量手段等经济和技术条件的限制，有些实验甚至无法在实验室中完成。电子计算机的出现为现代流体力学注入了新的活力，以计算机为工具，建立各类数学模型，应用各种离散化的数值方法，可以解决很多分析研究无法解决的问题，大大提高了求解能力。它能数值模拟各种实际流动，较实验研究更经济、迅速和灵活，甚至可以模拟某些室内无法再现的流动。此外，它还具有预测能力。例如，现代天气学中，利用数值计算可以对短期天气及中长期的天气趋势进行预报；天文学中，对长期的星云系旋臂及其演变进行预测。而且计算机的数值模拟对揭示新的物理现象，开拓新的方向具有积极的意义。目前，它已成为流体力学研究中的一种重要方法，并已发展成专门的分支学科——计算流体力学。当然，这种数值计算方法也有其局限性，它要求对问题的特性有足够的了解，从而能够提炼出较精确的模型方程。正是这些方面，实验方法和理论分析起到数值计算方法所不能起到的作用。此外，还要注意由于数值离散等近似计算不可避免带来的误差和人为数值效应(如耗散、色散和振荡等)，可能带来某些虚假的结果。

由此可见，理论、实验和数值计算三种方法各有其优缺点，应用中应取长补短。本书主要侧重于基本概念、基本方法和基本原理等方面的阐述，故以理论分析研究为主。

1.2 流体的连续介质模型

处于流体状态的物质无论是液体还是气体，都是由大量的、不断地作无规则的热运动的分子所组成的。例如，在标准状况下，一立方厘米的气体包含有 2.7×10^{19} 个分子，分子有效直径的数量级约 10^{-10}m ，通过简单的计算不难得出，所有这些分子的体积之和仅占约十万分之一立方厘米。可见分子间存在着间隙，且间隙尺寸大于分子本身，它导致流体物理量在空间分布的不连续性。同时，由于分子的随机运动，还导致任一空间点上流体物理量对时间的不连续性。所以从微观的角度来看，流体内部是不连续的，流体的物理量分布在空间和时间上也是不连续的。

但是，流体力学并不研究个别分子的运动，而是研究流体的宏观特性，即大量分子的统计平均特性。它所讨论的流动特征尺度往往比分子平均自由程(作为气体分子运动的尺度，在标准状况下空气分子的平均自由程约为 $6.3 \times 10^{-6}\text{cm}$)大得多，我们用仪器测量或用肉眼观察到的流体的结构和运动明显地表现出连续性。所以，在流体力学中我们完全有理由把所研究的流体看成是连绵不断的连续物质，称为连续介质。

所谓连续介质模型就是把流体抽象为大量流体质点所组成的介质，这些流体质点一个挨着一个，充满着流体所占有的空间而没有任何间隙。也就是说，流体力学认为流体是由连续分布的流体质点所组成的。

流体质点指的是微观上充分大、宏观上充分小的分子团。一方面，流体质点的尺度和所讨论问题的特征尺度相比较已足够微小，从宏观上来看，完全可以将它看成是无体积的质点；另一方面，每个流体质点在微观上又是充分大，包含着很多分子，从而都具有对大量分子运用统计方法才能表征出来的宏观物理量，如密度、温度等。为了建立流体质点的确切概念，让我们来观察一个试验结果。

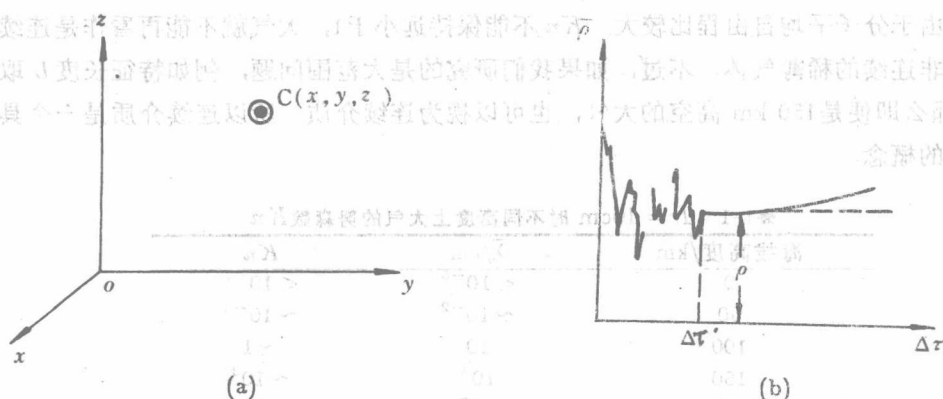


图1-1 在这一点处的流体密度

如图1-1(a)所示，取包含点 $C(x, y, z)$ 的微体积元 $\Delta\tau$ ，在此体积内的流体质量为 Δm ，则体积元中的平均密度为

$$\bar{\rho} = \frac{\Delta m}{\Delta \tau}$$

为了确定点C处的流体密度，应该尽量缩小微体积元 $\Delta\tau$ 。问题就在于我们所取的微体积元究竟能小到什么程度。取不同大小的 $\Delta\tau$ ，测出其中的质量 Δm ，可计算出其平均密度 $\bar{\rho}$ 。图1-1(b)表明了平均密度随 $\Delta\tau$ 的变化情况。

从图中的曲线可知， $\Delta\tau$ 向 $\Delta\tau'$ 逐渐收缩的过程中，其平均密度逐渐趋近一个稳定的极限值 ρ 。但是，当 $\Delta\tau$ 收缩到比 $\Delta\tau'$ 更小时， $\Delta\tau$ 内的分子数目已经很少，由于分子无规则运动，随机进入和飞出的分子数不能随时保持平衡，从而引起平均密度 $\bar{\rho}$ 的涨落现象，即随时间发生不规则变化，不再存在一个确定值。由此可见， $\Delta\tau'$ 是一种特征体积，它是 $\Delta\tau$ 的极限值，流体在某点处的物理特性，实质上是包含该点的微体积元 $\Delta\tau'$ 内大量分子的统计平均特性，我们把体积为 $\Delta\tau'$ 的分子团称为流体质点。这样，流体质点的密度就可以定义为

$$\rho = \lim_{\Delta\tau \rightarrow \Delta\tau'} \frac{\Delta m}{\Delta\tau}$$

它也就是流体质点所在位置 $C(x, y, z)$ 处的密度。由于 $\Delta\tau'$ 很小，宏观上看，相当于一个点，即体积看作为零，因而流体质点的密度又可以表达为

$$\rho = \lim_{\Delta\tau \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta\tau}$$

上述两种表达式实质上是统一的，以上讨论对于其它物理量也同样适用。

综上所述，流体的连续介质模型要求所讨论的问题的特征长度要远远大于流体质点的特征长度，而流体质点的特征长度又必须大于分子运动的特征长度。对于气体，我们引入分子平均自由程 $\bar{\lambda}$ 和流动的特征长度 L 之比，并称之为努森(Kundson)数，记为 Kn ，即

$$Kn = \frac{\bar{\lambda}}{L}$$

只要满足 $Kn \ll 1$ 的条件，气体的连续介质模型就成立。从表1-1可以看出，当取特征长度 $L = 10\text{ cm}$ 时，对于50 km左右的高空，大气的连续介质模型一般是成立的，至于更高的高空，由于分子平均自由程比较大， Kn 不能保持远小于1，大气就不能再看作是连续介质，而是非连续的稀薄气体。不过，如果我们研究的是大范围问题，例如特征长度 L 取为 10^6 m ，那么即便是150 km高空的大气，也可以视为连续介质。所以连续介质是一个具有相对意义的概念。

表1-1 $L = 10\text{ cm}$ 时不同高度上大气的努森数 Kn

海拔高度/km	$\bar{\lambda}/\text{cm}$	Kn
0	$< 10^{-5}$	$< 10^{-7}$
50	$\sim 10^{-2}$	$\sim 10^{-3}$
100	10	~ 1
150	10^4	$\sim 10^3$
200	10^7	$\sim 10^6$

连续介质模型的引入把大量离散的分子运动问题转化为连续分布的流体质点运动问题，因而在每个空间点和每个时刻都有确定的物理量，这就提供了流体物理量连续分布的可能性。在上述连续介质模型的基础上，我们假定流体物理量是空间位置和时间的连续可微函

数，只有在个别点、线和曲面上允许不连续。由这一假定所得到的结果与实验结果相吻合。因此，我们能够充分利用数学分析工具来研究流体的运动。所以，连续介质模型及上述假定是流体力学中的最根本的假定，本书所讨论的结果都是以连续介质假设为前提的。

1.3 流体的粘性和可压缩性

除了前面提到的流体的易流动性外，真实流体还具有粘性、扩散性、热传导性及可压缩性。粘性、扩散和热传导都是分子的输运现象，其中动量输运表现为粘性现象，质量输运表现为扩散现象，能量输运表现为热传导现象，三种现象具有相似的宏观特征和微观结构。这里，我们着重讨论流体的粘性和可压缩性。

1.3.1 粘性 牛顿流体和理想流体

前面已经讲过，流体在静止时不能承受切向力，但是当流体内部相邻两层间发生相对运动时就会出现相互约束作用的切向应力来抵抗相对运动，快的一层给慢的一层以拉力，而慢的一层给快的一层以阻力。流体的这种抵抗两层流体相对运动的性质称为粘性。

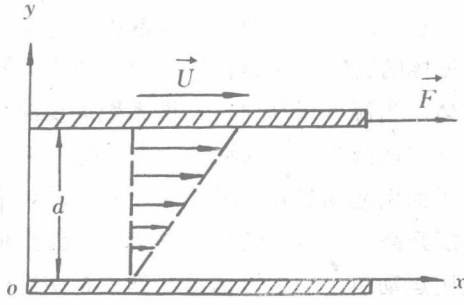


图1-2 粘性现象

现在我们通过牛顿粘性实验来进一步研究流体的粘性应力。如图1-2所示，两块相距为 d 的平板间充满均匀的真实流体。下板固定不动，上板在力 F 的作用下平行于下板运动。实验发现，当上板的速度增加到某一数值 U 后就不再增加了，最后上板以速度 U 作匀速直线运动，表明上板一定受到一种与拉力 F 等值反向的阻力作用。这种阻力就是由于流体的粘性而产生的。

首先我们注意到，由于粘性，与上板接触的一层流体粘附在板上，随着上板以速度 U 运动。而与下板接触的一层流体则粘附在下板上静止不动。两板之间的流体，各层间由于存在粘性应力，其速度自下而上由零变到 U ，呈线性分布，即

$$u = \frac{U}{d}y$$

从而

$$\frac{du}{dy} = \frac{U}{d}$$

实验发现, 作用力 F 与上板面积 A 之比 $\frac{F}{A}$ 跟速度梯度 $\frac{du}{dy}$ 成正比, 即

$$\frac{F}{A} = \mu \frac{du}{dy}$$

显然, 平板每单位面积上所受到的粘性力(即粘性应力)必与 $\frac{F}{A}$ 数值相等, 也等于流体内部的相邻的两层流体之间的粘性应力. 1686年牛顿(Newton)根据实验得出: 流体的粘性切应力跟垂直于流体运动方向的速度梯度成正比, 这就是著名的牛顿粘性定律, 其数学表达式可写成

$$\tau_{yx} = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-3-1)$$

式(1-3-1)中比例系数 μ 称为动力粘度系数, 或简称粘度系数, 它是一个有量纲的量, 在国际单位制中它的单位是(Pa·s). 公式左端的下标“yx”, 表示作用在以 y 轴正向为法向的面元上的应力沿 x 轴方向的分量.

牛顿粘性定律是在直线层状流动中得到的, 对于一般流动的粘性应力问题, 我们将在第六章再作讨论. 我们把符合牛顿粘性定律的流体称为牛顿流体, 一般的气体和分子结构简单的液体都可看作牛顿流体. 具有复杂分子结构的流体, 如蜂蜜、果浆、沥青、树胶和动物血液等, 大都不遵从牛顿粘性定律, 它们被称为非牛顿流体.

现在我们对粘度系数作进一步讨论. 动力粘度系数 μ 是对流体粘性大小的一种量度, 它与运动性质无关, 取决于流体的物理性质和状态. 同一种流体的粘度系数随温度而变化, 而与压力关系不大. 对于液体, 当温度增高时, 粘度系数 μ 要减小; 气体则相反, 它的粘度系数随着温度升高而增大. 这是因为流体的粘性一方面是由于分子间的相互吸引力所致, 另一方面是分子作无规则运动而引起动量运输的结果. 对于液体来说, 分子间的相互引力这一因素是主要的, 随着温度升高, 分子间的吸引力减小, 因而粘性减弱, 粘度系数减小; 对于气体来说, 则分子无规则运动引起动量运输这一因素是主要的, 随着温度升高, 无规则运动加剧, 动量运输量增大, 所以气体的粘性随之增大.

在流体力学中, 经常用运动粘度系数 ν 来代替动力粘度系数 μ , 它们之间的关系为

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}$$

式中 ρ 是流体的密度. ν 的单位是 m^2s^{-1} .

表1-2分别列出了水和空气在1个大气压下不同温度时的密度 ρ 和粘度系数 μ .

真实流体都是有粘性的, 由于粘性的存在, 给流体运动的研究带来很大困难. 然而在很多问题中, 粘性的存在对运动的影响很小, 在这样的情况下, 往往忽略流体的粘性, 当作完全没有粘性的流体来处理, 这种完全没有粘性(粘度系数 μ 为零)的流体叫做理想流体. 应该强调指出, 真正的理想流体在客观实际中是不存在的, 它只是实际流体在某种条件下的一种近似模型.

同一种流体能否作为理想流体, 需要根据具体问题而定. 因为由牛顿粘性定律可知, 粘性应力的大小取决于粘度系数 μ 和速度梯度. 对于同一种流体, 温度变化不大时, 粘度