

普通高等教育规划教材

工程流体力学

侯国祥 孙江龙 编
王先洲 冯大奎

 机械工业出版社
CHINA MACHINE PRESS



TB126
29

机械学科平台课程系列教材

普通高等教育规划教材

工程流体力学

侯国祥 孙江龙 编
王先洲 冯大奎
许汉珍 审



机械工业出版社

本书是针对大机械类专业对“工程流体力学”课程的教学要求而编写的，因此在内容的选择上注重以大机械类专业学习所必备的共性知识点为主。全书计7章，包括流体的物理性质及流体静力学、流体力学的基本方程、管流和边界层概述、孔口出流与缝隙流动、相似理论和量纲分析、可压缩气体的一元流动、不可压缩势流等。为便于组织教学和学生复习，书中每章配有小结和习题，书末配有习题答案。

本书可作为高等院校大机械类专业的教材，也可供相关技术人员参考。

图书在版编目 (CIP) 数据

工程流体力学/侯国祥等编. —北京: 机械工业出版社, 2006.7

普通高等教育规划教材

ISBN 7-111-19283-4

I. 工… II. 侯… III. 工程力学: 流体力学 - 高等学校 - 教材 IV. TB126

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2006) 第 060482 号

机械工业出版社 (北京市百万庄大街 22 号 邮政编码 100037)

责任编辑: 张祖凤 版式设计: 张世琴 责任校对: 程俊巧

封面设计: 姚毅 责任印制: 洪汉军

北京京丰印刷厂印刷

2006 年 7 月第 1 版 · 第 1 次印刷

169mm × 239mm 6.875 · 印张 · 250 千字

0 001—3 000 册

定价: 18.00 元

凡购本书, 如有缺页、倒页、脱页, 由本社发行部调换

本社购书热线电话 (010) 68326294

编辑热线电话 (010) 88379711

封面无防伪标均为盗版

机械学科平台课程系列教材

编 委 会

顾	问	杨叔子				
主	任	李培根				
副	主	吴昌林	陈立亮	叶恒奎	蔡兆麟	
		许晓东	范华汉	刘太林	韦 敏	
委	员	夏巨湛	樊自田	金建新	姜柳林	程远胜
		吕庭豪	高 伟	黄荣华	黎秋萍	
秘	书	姜柳林	徐正达	钟小珉		

前 言

为适应社会对大学生培养的需求，华中科技大学对本科生教学作了重大改革。自 2003 年开始，以机械平台类、信息平台类作为试点，进行了大平台类统一招生、专业基础课程统一教学的改革试点工作。其中机械平台类本科生，在完成了通识教育课程及基础课程的学习后，在第四学期自由选择到机械、交通、材料及能源等四个学科、五个专业进行专业课程学习。

随着本科生学科建设工作的推进，对部分课程的教学工作尤其是相关的专业基础课程的教学工作提出了新的要求。针对“工程流体力学”课程，要求教学内容需满足学生将来在以上四个学科、五个专业进行专业学习的流体力学基础知识的需求。

对于教学改革后的“工程流体力学”课程教学工作，经过实践达成了以下的一致意见：教学内容以上述学科、专业本科生学习所必备的共性的知识点为主，学时为 32 学时，部分专业如需针对本专业特点进一步学习相关流体力学内容，可另外开设专业流体力学课程。

本书针对“工程流体力学”大平台课程教学内容的需求，经过对以上学科、专业流体力学课程教学工作的比较研究，由华中科技大学侯国祥、孙江龙、王先洲、冯大奎编写，许汉珍主审。在本教材及其大纲的编写工作中，华中科技大学机械科学与工程学院的吴昌林、何存兴、唐群国、余祖耀，交通科学与工程学院的石仲堃、叶恒奎、夏国泽、陈材侃、杨定邦、张耀诚、申志和、方学智、刘启国、张志国、邱磊、石国政、刘志忠，动力科学与工程学院的孙建平、王军，材料科学与工程学院的张祥林，土木工程与力学学院的赵汉中等老师参加了部分工作，对本教材的编写给与了很多指导意见，在此表示感谢！

由于时间仓促，书中难免有失误之处，望广大师生及时指出。

编 者

2006 年 3 月

目 录

前言

第 1 章 流体的物理性质及流体静力学	1
1.1 流体定义及连续介质假定	1
1.2 流体的密度和粘性	2
1.3 流体的其他性质	6
1.4 作用在流体上的力	10
1.5 流体静压特性及静止流体的压力分布	11
1.6 静止流体作用在壁面上的力	23
1.7 小结	31
习题	33
第 2 章 流体力学的基本方程	40
2.1 描述流体运动的两种方法	40
2.2 流体运动中的基本概念	45
2.3 连续性方程	51
2.4 运动微分方程	55
2.5 伯努利方程	60
2.6 动量积分方程和动量矩积分方程及其应用	68
2.7 小结	75
习题	76
第 3 章 管流和边界层概述	81
3.1 粘性流体运动的两种流态	81
3.2 管流水头损失	84
3.3 圆管中的层流运动	86
3.4 圆管中的湍流流动	89
3.5 局部阻力系数的确定	96
3.6 管流水力计算	99

3.7	管路中的水击现象	103
3.8	边界层概述	107
3.9	小结	114
	习题	115
第4章	孔口出流与缝隙流动	119
4.1	孔口出流的分类	119
4.2	薄壁孔口的定常自由出流	121
4.3	厚壁孔口的定常自由出流	123
4.4	各种孔口出流性能的比较	125
4.5	平行平板之间的缝隙流动	128
4.6	圆环间隙的缝隙流动	131
4.7	平行圆板间的径向层流流动	134
4.8	倾斜平板之间的缝隙流动	137
4.9	小结	140
	习题	141
第5章	相似理论和量纲分析	145
5.1	相似理论	145
5.2	量纲分析	150
5.3	小结	154
	习题	155
第6章	可压缩气体的一元流动	156
6.1	声速和马赫数	156
6.2	可压缩气体一元流动的基本方程式	160
6.3	一元气流的基本特性	163
6.4	气体在变截面管(喷管)中的流动	168
6.5	在等截面管中有摩擦的绝热流动	175
6.6	小结	178
	习题	180
第7章	不可压缩势流	183
7.1	有旋流动和无旋流动	183

7.2 速度势和流函数	186
7.3 复势与复速度	190
7.4 几种基本的平面势流及叠加	192
7.5 圆柱体绕流	197
7.6 小结	202
习题	204
习题答案	206
参考文献	211

第 1 章 流体的物理性质 及流体静力学

1.1 流体定义及连续介质假定

1.1.1 流体的定义

物质存在固体、液体和气体三种状态。处于液体、气体两种状态的物质称为流体，也可以说，流体是液体和气体的总称。

从力学观点看，流体和固体的主要差别在于它们对切应力的抵抗能力不同。在静止状态下，固体能够产生一定的变形来抵抗切应力；而流体则不能，无论切应力多么小，流体都将发生连续不断的变形——流动，直至切应力消失为止。流体的这种性质称为易流动性。

液体和气体之间也有差别：气体比液体更易压缩。此外，液体的分子间有凝聚力，所以有一定的体积，但是没有确定的形状。注入任何容器的液体，都将在容器内填满一个与液体自身体积相同的空间，而与容器的形状无关，当容器容积比液体体积大时，它会出现自由液面；而气体则是由大量运动着的分子组成，分子间相互碰撞，不断扩散，没有确定的体积和形状，气体会充满它所注入的任何容器。

流体力学是力学的一个分支，它是研究流体在外力作用下的宏观运动规律，以及流体和与之接触的物体之间相互作用的一门学科。流体力学有着广泛的应用，因此成为工程学和应用科学研究的核心和基础之一。泵、压缩机、热交换器、喷气发动机和火箭发动机等流体机械的研究，使得流体力学对于机械工程师来说是很重要的；作为研究空气绕物体流动的空气动力学，则是从事飞机、导弹和火箭设计的航空航天工程师的基本工具；在气象学、水力学和海洋学中，大气和海水都是流体，因此对流体的研究也是基础；管道和沟渠中的流体流动对于土木工程也是非常重要的；同时，流体力学与古典学科相结合形成了许多新兴学科，例如流体力学与电磁理论结合成了一门磁流体动力学，在新型能量转换装置以及恒星和电离层的研究中，它是至关重要的基础。由此可见，对于当代的科学家和工程师而言，掌握流体力学知识是很有必要的。

1.1.2 连续介质假定

流体是由大量分子组成的, 这些分子总是不停地、杂乱无章地运动着, 分子之间存在着间隙。因此, 从微观角度来看, 流体分子在空间上的分布是不连续的。此外, 由于分子运动的随机性, 流体在时间上的分布也是不连续的。但是, 流体力学所研究的是流体在外力作用下的宏观运动规律, 是大量分子的统计平均特性, 例如流体的密度、温度、压强等; 同时, 流体分子运动的平均自由行程(在正常情况下, 空气分子的平均自由行程约为 $7 \times 10^{-6} \text{cm}$, 1mm^3 的体积中包含有 2.7×10^{16} 个分子)相对于流体力学所研究问题的通常物理尺度来说, 非常小。因此, 在流体力学的研究中, 可以假设流体质点(宏观上足够小, 微观上足够大的微体积内的流体)是由足够数量的分子组成, 彼此间无任何间隙, 连续地充满它所占据的空间。这就是流体的连续介质假定。

由于采用了连续介质假定, 那么表征流体特性的压强、温度、密度及速度等物理量可以看成是时间和空间连续分布的函数。这样, 流体力学的问题可以使用微分方程等数学工具来进行研究。但是, 在某些特殊流动的研究中, 例如, 火箭在空气稀薄的高空中飞行, 或流体在极近壁(如离壁面约 $1 \times 10^{-5} \text{mm}$)处流动时, 由于分子平均自由行程与所研究问题的物理尺度具有相同的量级, 则流体的连续介质假定不再成立。

1.2 流体的密度和粘性

1.2.1 流体的密度

单位体积内流体的质量称为流体的密度。密度是流体的一个基本物理量。对于空间各点处密度相同的均质流体, 其密度为

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (1-2-1)$$

式中, m 为流体的质量; V 为流体的体积。在国际单位制中, 密度 ρ 的单位为 kg/m^3 。

对于非均质流体, 取包围空间某点的微元体积 ΔV , 其中所含的流体质量为 Δm , 比值 $\Delta m/\Delta V$ 即为 ΔV 中的平均密度。若令 $\Delta V \rightarrow 0$, 即当 ΔV 向该流体质点收缩趋近于零时平均密度的极限即为该点的流体密度, 即

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad (1-2-2)$$

1.2.2 流体的粘性

所谓流体的粘性是指流体运动时，流体内部具有抵抗变形、阻滞流体流动的特性。它是流体的固有属性。

设有两平行平板，相距为 h ，其间充满液体，如图 1-2-1 所示。假设下板固定，上板在外力 F 作用下以匀速 U 向右运动。与两板相接触的流体由于附着力的作用必粘附于两平板上，具有与平板相同的运动速度。因此与上板相接触的一层流体将以速度

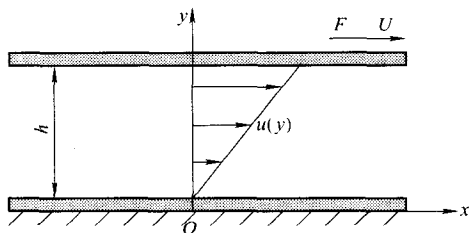


图 1-2-1 牛顿内摩擦实验

U 随上板一起向右运动，而紧贴下板的一层流体将和下板一样静止不动。介于两板之间的各层流体将以自上而下逐层递减的速度向右运动。运动较快的流层将带动运动较慢的流层，而运动较慢的流层又将阻滞运动较快的流层，这种由于发生相对运动而引起的流体内部抵抗相互滑移的力称为粘性力或内摩擦力。当然，在流体质点间没有相对运动（处于静止或相对静止状态）时，也就没有内摩擦力表现出来。

1687 年，牛顿经实验研究发现：加在上平板上的外力 F 与速度 U 以及上平板的面积 S 成正比，而与两板间的距离 h 成反比，即

$$F = \mu S \frac{U}{h} \quad (1-2-3)$$

式中，比例系数 μ 称为粘度或动力粘度，单位为 $\text{Pa}\cdot\text{s}$ 。由式 (1-2-3) 可知，平板单位面积上的切应力为

$$\tau = \frac{F}{S} = \mu \frac{U}{h} \quad (1-2-4)$$

式中， $\mu U/h$ 为流体的切应力（内摩擦应力），而 F/S 为外部作用的切应力，它们大小相等、方向相反时，平板就以匀速度 U 运动。

同时观察发现，当两平行平板相距很近时，粘性流体在两板之间的速度呈线性分布。则距下板 y 处的速度 $u = Uy/h$ ，流体的切应力 $\tau = \mu u/y$ 。进一步的实验证实，在一般情况下（速度 u 在 y 方向上不是线性分布），流体的切应力可表示为

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-2-5)$$

式中， du/dy 为速度 u 在 y 方向的变化率，称为速度梯度。式 (1-2-5) 通称为

牛顿内摩擦定律。符合此定律的流体称为牛顿流体；否则称为非牛顿流体。空气和水是自然界最典型的牛顿流体。

流体粘性对运动的影响还常与密度 ρ 有关，故在研究流体运动时，通常需引入运动粘度 ν

$$\nu = \mu / \rho \quad (1-2-6)$$

ν 的单位是 m^2/s 。

运动粘度与动力粘度都取决于流体的性质、温度与压强。由实验可知，当压力变化时，粘度变化不大；当温度变化时，粘度变化较大。温度增加时，液体的粘度变小，而气体的粘度变大。这是因为液体的粘性主要取决于分子间的聚集力，当温度升高时，液体分子振动增加，分子间聚集力变小，因而粘度减小；而气体的粘性与分子热运动有关，温度增加时，分子热运动加剧，动量交换增加，因而粘性作用变大，粘度增加。

自然界中实际存在的流体都是粘性流体，当流体的粘性影响可以忽略时，流体可以看成是无粘性的理想流体。引入理想流体这一力学模型在流体力学中有着重要的意义。若在解决许多工程中的流体力学问题时一开始就考虑流体的粘性往往在数学上会产生较大的困难，而研究理想流体的运动规律可使问题大大简化。但在研究某些问题（如研究物体的绕流阻力）时，就必须考虑流体的粘性。水、空气及常见液体的密度和粘度值见表 1-2-1 至表 1-2-3。

表 1-2-1 水的密度、粘度与温度的关系

温度/ $^{\circ}\text{C}$	密度 ρ / (kg/m^3)	动力粘度 μ / ($10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$)	运动粘度 ν / ($10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$)
0	999.8	1.781	1.785
5	1000	1.518	1.519
10	999.7	1.307	1.306
15	999.1	1.139	1.139
20	998.2	1.002	1.003
25	997.0	0.890	0.893
30	995.7	0.798	0.800
40	992.2	0.653	0.658
50	988.0	0.547	0.553
60	983.2	0.466	0.474
70	977.8	0.404	0.413
80	971.8	0.354	0.364
90	965.3	0.315	0.326
100	958.4	0.282	0.294

表 1-2-2 空气的密度、粘度与温度的关系 (101.3kPa)

温度/°C	密度 ρ / (kg/m ³)	动力粘度 μ / (10 ⁻⁵ Pa·s)	运动粘度 ν / (10 ⁻⁶ m ² /s)
-40	1.515	1.49	9.8
-20	1.395	1.61	11.5
0	1.293	1.71	13.2
10	1.248	1.76	14.1
20	1.205	1.81	15.0
30	1.156	1.86	16.0
40	1.128	1.90	16.8
60	1.060	2.00	18.7
80	1.000	2.09	20.9
100	0.946	2.18	23.1
200	0.747	2.58	34.5

表 1-2-3 常见液体的密度和粘度 (20°C)

液体名称	密度 ρ / (kg/m ³)	动力粘度 μ / (10 ⁻³ Pa·s)	运动粘度 ν / (10 ⁻⁶ m ² /s)
苯	895	0.65	0.7263
四氯化碳	1588	0.97	0.6108
原油	856	7.20	8.4112
汽油	678	0.29	0.4277
煤油	808	1.92	2.3762
水银	13550	1.56	0.1685
SAE10 油	918	82	89.32
SAE30 油	918	440	479.3

例 1.2.1 一块可动平板与另一块不动平板之间充满某种液体，两块板相互平行，它们之间的距离 $h = 0.5\text{mm}$ 。若可动平板以 $u = 0.25\text{m/s}$ 的水平速度向右移动，为维持这个速度，需要单位面积上的作用力为 2N/m^2 ，求平板间液体的动力粘度。

解 由牛顿内摩擦定律

$$\tau = \mu \frac{du}{dy}$$

认为两板间液体速度呈线性分布，故

$$\frac{du}{dy} = \frac{u}{h} = \frac{0.25}{0.5 \times 10^{-3}} \text{s}^{-1} = 5 \times 10^2 \text{s}^{-1}$$

所以

$$\mu = \tau / \frac{u}{h} = \frac{2}{5 \times 10^2} \text{Pa} \cdot \text{s} = 4 \times 10^{-3} \text{Pa} \cdot \text{s}$$

例 1.2.2 如图 1-2-2 所示, 有一滑动轴承, 轴的直径 $d = 120\text{mm}$, 轴承长度 $l = 200\text{mm}$, 间隙 $\delta = 1\text{mm}$, 其中充满动力粘度 $\mu = 0.54\text{Pa} \cdot \text{s}$ 的润滑油, 轴承以转速 $n = 200\text{r/min}$ 运转, 求轴承转动时所需功率 P 。

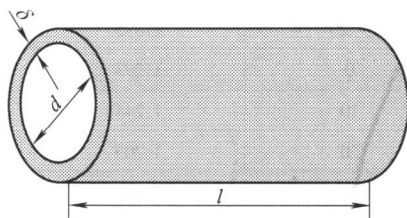


图 1-2-2 例 1.2.2 图

解 轴承旋转线速度为

$$u = \frac{\pi dn}{60} = \frac{3.1416 \times 0.12 \times 200}{60} \text{m/s} = 1.257 \text{m/s}$$

由牛顿内摩擦定律有

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} = \mu \frac{u}{\delta}$$

所以轴承转动时的摩擦力为

$$F = \tau S = \mu \pi dl \frac{u}{\delta} = 5.118 \text{N}$$

所需功率

$$P = Fu = 6.43 \text{N} \cdot \text{m/s} = 6.43 \text{W}$$

1.3 流体的其他性质

1.3.1 压缩性与膨胀性

流体的压缩性是指在温度一定时流体的体积或密度随压强改变的性质; 流体的膨胀性是指在压强一定时流体的体积或密度随温度改变的性质。

流体的压缩性用等温压缩率 κ_T 来表示。温度一定时, 若流体的原体积为 V , 压强增加 dp 后, 体积减小 dV , 则等温压缩率 κ_T 定义为

$$\kappa_T = - \frac{dV/V}{dp} = - \frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \quad (1-3-1)$$

κ_T 的单位是 Pa^{-1} 。由于液体受压体积减小, dp 和 dV 异号, 故 κ_T 为正值。其值越大, 越容易压缩。等温压缩率 κ_T 的倒数称为体积模量, 记作 E

$$E = \frac{1}{\kappa_T} = - V \frac{dp}{dV} \quad (1-3-2)$$

E 的单位是 Pa。

流体的膨胀性用体膨胀系数 α 表示。压强一定时，若流体的原体积为 V ，当温度升高 dT 后，体积增加 dV ，则体膨胀系数 α 定义为

$$\alpha = \frac{dV/V}{dT} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} \quad (1-3-3)$$

α 的单位是 K^{-1} 或 $^{\circ}C^{-1}$ 。

因为流体的密度与温度和压强有关，即

$$\rho = \rho(p, T)$$

由此可得到密度随压强和温度变化的改变量，即

$$d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial p} dp + \frac{\partial \rho}{\partial T} dT$$

密度的相对变化率为

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial p} dp + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} dT$$

由流体压缩性和膨胀性的定义，可以给出等温压缩率 κ_T 和体膨胀系数 α 的另一种表达

$$\kappa_T = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial p} \quad \alpha = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (1-3-4)$$

液体的等温压缩率和体膨胀系数都很小。一般情况下，液体的压缩性和膨胀性均可忽略不计，因此可将液体视为不可压缩流体。所谓不可压缩流体是指流体的每一个质点在运动的全过程中密度不变化的流体。对于均质不可压缩流体， $\rho = \text{常数}$ 。但对于某些特殊的流动，如有压管道中的水击、水中爆炸波的传播等，压缩性就必须要考虑；此外在液压封闭系统或热水采暖系统中，当工作温度变化较大时，则需考虑膨胀性对系统造成的影响。

气体的压缩性比较显著，一般视为可压缩流体。其密度、压强和温度三者之间的关系应满足状态方程

$$p = \rho RT \quad (1-3-5)$$

式中， T 为热力学温度，单位是 K； R 是气体常数，对于空气， $R = 287J/(kg \cdot K)$ 。当气体在高压、低温或接近于液态时，状态方程不再适用。

例 1.3.1 在常温下，水的体积模量 $E = 2.81 \times 10^9 \text{Pa}$ ，如果水的压强从 10^5Pa 增至 $12 \times 10^6 \text{Pa}$ ，求水的体积变化率。

解 由式 (1-3-2) 得

$$\frac{dV}{V} = -\frac{dp}{E} = -\frac{12 \times 10^6 - 1 \times 10^5}{2.81 \times 10^9} = -0.424\%$$

负号说明体积减小。

1.3.2 液体的汽化和空化

液体分子逸出液面向空间扩散的过程称为汽化，液体汽化为蒸气。汽化的逆过程称为凝结，蒸气凝结为液体。在液体中，汽化和凝结同时存在，当这两个过程达到动平衡时，宏观的汽化现象停止，此时液体表面的压强称为饱和蒸气压力或汽化压力。汽化压力的产生是由于蒸气分子运动的结果。

液体具有吸收和溶解与之接触的气体的能力。自然状态下水中含有一定数量被溶解的空气，在常温及标准大气压下，约占水体积的 2.5%。因此，每当水的压力小于大气压或水温升高时，部分被溶解的空气就会以气泡的形式出现在水中。此外，如果液体中某处的压力等于或低于当地汽化压力时，液体本身在该处亦会发生汽化，形成空化现象。这种分离出来的气体和由于汽化而产生的蒸气将使流体运动产生两种不良影响：一是，此种气体常集中于管路的高处形成“气塞”使液体流动困难甚至完全截断；二是，液体因汽化而生成大量气泡，气泡随着液体流进入高压区时受压缩而突然溃灭，周围的液体流便以极大的速度向气泡溃灭点冲击，在该点处造成很高的压强（有时可达几十甚至几百个大气压）和爆破声。这种集中在极小面积上的强大冲击力如作用在金属部件的表面上将会使部件产生严重的损坏。此种空化现象常在船用螺旋桨和水力机械中发生。

1.3.3 表面张力与毛细现象

在日常生活中常常看到水滴悬挂在墙壁上或水龙头出口上，水银在平滑表面上成球形滚动等现象，表明液体自由表面存在一种欲使表面积最小的收缩趋势，引起这种收缩趋势的力称为表面张力。表面张力是由分子的内聚力引起的，其作用结果使液体表面看起来好像是一张均匀受力的弹性膜。不难想像，处于自由表面附近的液体分子所受到的周围液体和气体分子的作用力是不相平衡的，气体分子对它的作用力远小于相应距离另一侧液体分子的作用力。因此，这部分分子所受到的合力是将它们拉向液体内部。可见，表面张力实际是一种拉力。定义自由表面单位长度上所受到的这种拉力为表面张力，记为 σ ，单位为 N/m 。

表面张力随温度变化而变化。当温度升高时，表面张力减小。表面张力也因液体自由表面所接触的气体不同而有差异。通常温度下表面张力的数值很小，除一些特殊问题外（如雾化、气泡、毛细管等），一般不予考虑。

表面张力所引起的附加法向压强 Δp 可由拉普拉斯表面张力方程式求得，

即

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1-3-6)$$

式中, R_1, R_2 为液体曲面在互相垂直的二平面上的曲率半径。对于半径为 R 的球形液滴, 液滴内外气体的压差为 $\Delta p = 2\sigma/R$ 。

当把直径很小、两端开口的细管插入液体中时, 表面张力的作用将使管内液面出现升高或下降的现象, 称之为毛细现象。毛细现象可以由液体分子和管壁分子之间的附着力来说明。当液、固间的附着力大于流体的内聚力时, 液体将沿壁面向外伸展, 使液面向下弯曲成为凹面 (这种现象通常称为“浸润”)。而由于表面张力的作用将使液面尽量缩小, 力图使中间液面上凸成为平面。二者作用的结果使液体上升, 直到上升液柱的重力和表面张力的垂直分量平衡为止, 当玻璃管插入水中时所出现的这种情况如图 1-3-1a 所示。当玻璃管插入水银中时, 由于水银的内聚力远大于其与玻璃的附着力 (这种情况称为“不浸润”), 其结果与上述相反, 水银表面上弯形成凸形, 水银柱下降, 如图 1-3-1b 所示。

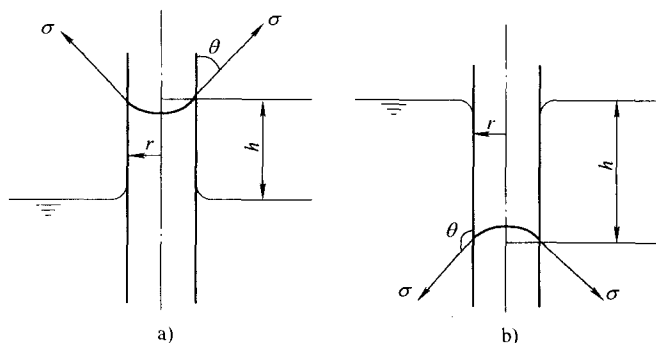


图 1-3-1 表面张力

管内液面升高或降低的高度 h 可由图 1-3-1 求得。设液面与管壁的接触角为 θ , 管径为 r , 流体密度为 ρ , 由液柱重力与表面张力垂直分量相平衡可得

$$2\pi r \sigma \cos \theta = \pi r^2 h \rho g$$

于是

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g} \quad (1-3-7)$$

式中的 θ 角取决于液、气的种类和管壁材料等因素。通常, 水和洁净玻璃的 $\theta = 0^\circ$, 水银和洁净玻璃的 $\theta = 140^\circ$ 。