



普通高等教育“十二五”规划教材

大学物理

UNIVERSITY PHYSICS

第2版

下册

■ 许瑞珍 贾谊明 编著



机械工业出版社
CHINA MACHINE PRESS

大学物理 • 大学物理 • 大学物理 • 大学物理 • 大学物理 • 大学物理 • 大学物理 • 大学物理

普通高等教育“十二五”规划教材

大学物理

下册

第2版

许瑞珍 贾谊明 编著

吕团孙 主审

（11） 目录

第一章 质点运动学 1.1 运动学的基本概念 1.2 运动学的基本定律 1.3 运动学的应用

第二章 质点运动动力学 2.1 牛顿运动定律 2.2 功和能 2.3 动量和角动量

第三章 刚体运动学 3.1 刚体运动学的基本概念 3.2 刚体运动学的基本定律 3.3 刚体运动学的应用

第四章 刚体运动动力学 4.1 刚体运动动力学的基本概念 4.2 刚体运动动力学的基本定律 4.3 刚体运动动力学的应用

第五章 振动和波 5.1 简谐振动 5.2 阻尼振动 5.3 受迫振动 5.4 波 5.5 干涉 5.6 衍射 5.7 偏振

第六章 电磁学 6.1 静电场 6.2 静磁场 6.3 电磁感应 6.4 电磁波 6.5 狭义相对论 6.6 广义相对论

福建师范大学

图书馆

藏书印

1052600



T1052600

机械工业出版社

本教材是福建师范大学教材建设基金资助项目,分上、下两册,本书是下册。

本书是在深入调研了理工科类大学物理教材情况、教改情况、培养模式、现代教学需求的基础上,融入编著者长期从事大学物理教学的经验和体会编写而成的。本书充分考虑到学生理解和掌握物理基本概念和定律的实际需要,以及目前普通高校生源知识层次各不相同的实际情况,尽量采用较基础的数学语言与基础理论来分析、推导物理原理、定理和引入物理定律,注重加强基本现象、概念、原理的阐述,讲述深入浅出;为了增强经典物理中的现代观点和气息,书中适度介绍了近代物理学的成就和新技术。精选的例题既注意避免应用到较繁、较深的数学理论,又能较好地配合理解核心内容。本书内容包括流体力学、热力学基础、气体动理论、振动、波动、电磁振荡和电磁波、光学、狭义相对论基础、量子物理基础等。每章设有思考题和习题、阅读材料以及相关著名物理学家简介。

本书是普通高校理工科学生用教材,也可作为文科和高等职业学校相关专业学生的教材或中学物理教师的教学参考书。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理.下册/许瑞珍,贾谊明编著.—2版.—北京:机械工业出版社,2012.12

普通高等教育“十二五”规划教材

ISBN 978-7-111-40108-7

I. ①大… II. ①许…②贾… III. ①物理学—高等学校—教材 IV. ①04

中国版本图书馆CIP数据核字(2012)第246672号

机械工业出版社(北京市百万庄大街22号 邮政编码100037)

策划编辑:李永联 责任编辑:李永联 贺 伟

版式设计:闫玥红 责任校对:张 媛

封面设计:马精明 责任印制:乔 宇

北京机工印刷厂印刷(三河市南杨庄国丰装订厂装订)

2013年1月第2版第1次印刷

184mm×260mm·19.25印张·474千字

标准书号:ISBN 978-7-111-40108-7

定价:33.50元

凡购本书,如有缺页、倒页、脱页,由本社发行部调换

电话服务

网络服务

社服务中心:(010) 88361066 教材网:<http://www.cmpedu.com>

销售一部:(010) 68326294 机工官网:<http://www.cmpbook.com>

销售二部:(010) 88379649 机工官博:<http://weibo.com/cmp1952>

读者购书热线:(010) 88379203 封面无防伪标均为盗版

前言

本书是作者根据教育部最新的《重点高等学校物理课程教学改革指南》及教育部高等学校物理基础课程教学指导分委员会《理工科类大学物理课程教学基本要求》(2010年版)的精神,从培养21世纪工程技术人才在物理知识、能力和素质方面的要求这一目标出发,在对各种教学资源进行整合,并融入多年的教学经验,努力把握教材内容的难度、广度、深度的基础上编著而成的,以使其能更好地满足学生的需要。

本书为了做到实用、好用,加强了基本现象、基本概念、基本原理的阐述,且讲述深入浅出,增加了典型例题,并在部分例题后给出了相应的思考题,以拓宽思路。每章后还围绕教学要求精选了数量和难度适中的思考题、习题。

为适应教学内容现代化的要求,本书在阐述经典物理的同时,渗透、穿插了部分近现代物理内容,如高新技术中的物理原理及最新的科技进展等,以增强教材的现代气息。

为落实能力与素质培养的要求,书中突出强调了“物理模型”的地位和作用,并相应安排了较多的相关插图,还在每章后面提供了适量的、与教材内容相关的阅读材料和相应著名物理学家的简介,以利于学生掌握科学方法,培养他们的创新精神,提高其综合素质和思维能力。

书中带“*”号的内容可根据各专业的实际课时酌情安排选用。

本书由许瑞珍、贾谊明编著。具体分工是:第10~14、20章由贾谊明(福建师范大学)编著;第15~19章由许瑞珍(福建师范大学)编著。全书由许瑞珍统稿。

本书由吕团孙教授主审。同时,福建师范大学物理与光电信息科技学院吕团孙、黄志高、李述华等多位教授,李山东、林秀敏等多位博士和老师们通过会议的形式对本书进行了讨论审阅,其间提出了许多宝贵的意见和建议,特在此表示衷心的感谢。

本书在编写过程中得到了中国地质大学陈刚教授的大力支持和热心指导,也在此一并表示由衷的谢意。

由于编者的水平有限,书中的缺点和错误在所难免。衷心希望使用本书的老师、同学多提宝贵意见和建议。

编者

目 录

前言

* 第 10 章 流体力学 1

10.1 流体静力学 1

10.2 流体运动学 5

10.3 伯努利方程及其应用 8

10.4 粘滞流体的运动 11

思考题 16

习题 17

物理学家简介

一、阿基米德 18

二、伯努利 19

第 11 章 热力学基础 21

11.1 平衡态 理想气体状态方程 21

11.2 热力学第一定律及其应用 24

11.3 循环过程 卡诺定理 34

11.4 热力学第二定律 38

11.5 熵 熵增加原理 42

思考题 48

习题 50

阅读材料

熵与信息 53

物理学家简介

一、卡诺 57

二、开尔文 57

三、克劳修斯 58

第 12 章 气体动理论 60

12.1 物质的微观模型 统计规律性 60

12.2 理想气体的压强公式 温度的微

观本质 62

12.3 气体分子速率分布定律 玻耳兹

曼分布律 66

12.4 能量均分定理 理想气体的热力

学能 71

12.5 气体分子的平均自由程 74

* 12.6 气体内的迁移现象 76

思考题 78

习题 79

阅读材料

耗散结构简介 80

物理学家简介

玻耳兹曼 86

第 13 章 振动 87

13.1 简谐振动动力学 87

13.2 简谐振动运动学 90

13.3 简谐振动的能量 94

13.4 简谐振动的合成 95

* 13.5 阻尼振动 受迫振动 共振 100

思考题 104

习题 104

阅读材料

非线性振动 106

第 14 章 波动 111

14.1 波的基本概念 111

14.2 平面简谐波 114

14.3 波的能量 117

14.4 惠更斯原理 波的衍射、反射和

折射 120

14.5 波的叠加原理 波的干涉 驻波 122

* 14.6 声波 超声波 次声波 129

14.7 多普勒效应 132

思考题 135

习题 136

物理学家简介

一、多普勒 138

二、马赫 138

第 15 章 电磁振荡和电磁波	140	18.3 反射光和折射光的偏振	214
15.1 LC 振荡电路 电磁振荡	140	* 18.4 光的双折射	215
15.2 电磁波的产生和辐射	142	* 18.5 偏振光的干涉	221
思考题	150	思考题	224
习题	150	习题	225
物理学家简介		阅读材料	
赫兹	151	旋光现象	226
第 16 章 光的干涉	152	第 19 章 狭义相对论基础	228
16.1 相干光	153	19.1 狭义相对论的基本原理	228
16.2 光程	155	19.2 洛伦兹坐标变换式	229
16.3 分波阵面法的干涉	157	19.3 相对论速度变换公式	233
16.4 分振幅法的干涉	163	19.4 狭义相对论时空观	234
思考题	174	19.5 狭义相对论动力学基础	238
习题	175	思考题	245
阅读材料		习题	245
一、激光技术简介	177	阅读材料	
二、全息照片拍摄简介	178	广义相对论简介	246
物理学家简介		物理学家简介	
托马斯·杨	180	一、洛伦兹	250
第 17 章 光的衍射	182	二、爱因斯坦	250
17.1 光的衍射现象 惠更斯-菲涅耳		第 20 章 量子物理基础	253
原理	182	20.1 黑体辐射 普朗克量子假设	253
17.2 单缝的夫琅禾费衍射	184	20.2 光电效应	257
17.3 圆孔衍射 光学仪器的分辨率	189	20.3 康普顿效应	260
17.4 光栅衍射	192	20.4 玻尔的氢原子理论	261
17.5 X 射线衍射	200	20.5 微观粒子的波动性	266
思考题	203	20.6 不确定关系	269
习题	203	20.7 波函数 薛定谔方程	271
阅读材料		20.8 量子力学对氢原子的处理	276
光导纤维	205	思考题	282
物理学家简介		习题	283
一、惠更斯	206	阅读材料	
二、菲涅耳	207	纳米科学技术与扫描隧道显微镜	285
三、伦琴	208	物理学家简介	
第 18 章 光的偏振	210	一、卢瑟福	290
18.1 光的偏振状态	210	二、普朗克	291
18.2 偏振片 起偏与检偏 马吕斯定律 ..	212	三、薛定谔	291
		习题参考答案	292
		参考文献	301

* 第10章 流体力学

流体是液体和气体的统称，它们最鲜明的特征是流动性。什么是“流动性”？就是各层流体之间容易产生相对滑移。气体流动很容易；水可以流动，油也可以流动，而后者的流动性不如前者；蜂蜜虽然也可以流动，但其流动性就更差了。这是流体的粘滞性问题。气体很容易被压缩，而液体则不易被压缩，这是流体的压缩性问题。

10.1 流体静力学

10.1.1 静止流体内的压强

流体内一点的压强 p 可这样得到：在流体任作一小面元 ΔS ，作用在此面元上的力一定与面元相垂直，即所谓正压力 ΔF ，小面元上一点的压强定义为

$$p = \frac{\Delta F}{\Delta S} \quad (10-1)$$

可以证明，流体内一点的压强 p 与面元 ΔS 的取向完全无关，它是各向同性的。因而流体内一点的压强就是过该点的单位面积上所受的垂直力。

10.1.2 静止流体中压强的分布

1. 等高处的压强相等

如图 10-1a 所示，设 A, B 两点等高，作以 AB 连线为轴、底面积为 ΔS 的小柱体，该柱体水平方向的平衡条件为

$$p_A \Delta S - p_B \Delta S = 0$$

即

$$p_A = p_B \quad (10-2)$$

此式，说明静止流体中所有等高的地方压强都相等。

2. 高度差为 h 的两点间的压强差为 ρgh

如图 10-1b 所示，设 B, C 两点在同一铅垂线上，作以 BC 连线为轴、底面积为 ΔS 的小柱体，该柱体铅直方向的平衡条件为

$$p_C \Delta S - p_B \Delta S = \rho gh \Delta S$$

即

$$p_C - p_B = \rho gh \quad (10-3)$$

此式对于不在同一铅直线上的两点（例如 A, C ）也成立。

【例 10-1】1643 年，意大利的托里拆利（Torricelli）用他发明的水银气压计测量了大气压。他先将一端封闭的长玻璃管充满水银，然后倒放于盛水银的槽中，放手后管内水银面

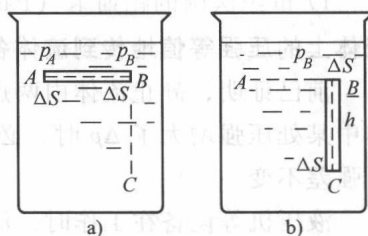


图 10-1 静止流体中的压强分布

下降到一定程度后停止 (见图 10-2)。在常温下水银蒸气压可忽略, 管顶留下的空间可认为是真空, 量得水银柱高为 76 cm, 求大气压。

【解】如图 10-2 所示, 在管内与槽内水银面等高的点 2 处压强 $p_2 = p_0$ (大气压), 而 $p_2 - p_1 = \rho gh$, 又因 $p_1 \approx 0$, 故大气压强

$$p_0 \approx \rho gh = 1.36 \times 10^4 \text{ kg/m}^3 \times 9.81 \text{ m/s}^2 \times 0.76 \text{ m} \\ = 1.014 \times 10^5 \text{ Pa}$$

大气的压强随高度和天气而变, 在科学技术中规定:

$$1 \text{ 标准大气压 (1 atm)} = 101325 \text{ Pa} = 760 \text{ mmHg} \quad (10-4)$$

【例 10-2】如图 10-3 所示, 水坝长 1.0 km, 水深 5.0 m, 坡度角为 60° , 求水对坝身的总压力。

【解】如图 10-3 所示, 以水坝的底部为 z 坐标原点, z 轴铅直向上。在高度 z 处的压强为

$$p(z) = p_0 + \rho g(H - z)$$

式中, p_0 为大气压强; H 为水深。作用在水坝坡面上的总压力为

$$F = \int_0^H [p_0 + \rho g(H - z)] L dz / \sin \theta = \left(p_0 H + \frac{1}{2} \rho g H^2 \right) \frac{L}{\sin \theta}$$

式中, L 为坝长; θ 为坝的坡度角。把 $p_0 = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$, $\rho = 10^3 \text{ kg/m}^3$, $L = 1.0 \text{ km}$, $H = 5.0 \text{ m}$, $\theta = 60^\circ$ 等数据代入, 可求出

$$F = 7.263 \times 10^8 \text{ N}$$

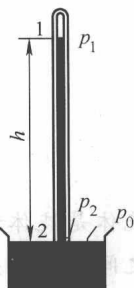


图 10-2 例 10-1 图

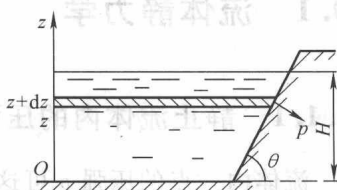


图 10-3 例 10-2 图

10.1.3 帕斯卡原理

17 世纪法国的帕斯卡 (Pascal) 提出了帕斯卡原理, 通常表述如下: 作用在密闭容器中流体上的压强等值地传到流体各处和器壁上去。

前已证明, 静止流体内两点之间的压强差仅由流体密度和两点之间的高度差决定。当流体中某处压强增大了 Δp 时, 必然导致流体中每点的压强都增大 Δp , 才能保持任意两点间的压强差不变。

液压机等设备在工作时, 活塞加在液体上的压强是很大的, 相比之下, 因高度不同引起的压强差 ρgh 可以忽略。帕斯卡原理表现为密闭容器内流体各点的压强和作用于器壁的压强相等, 各种油压或水压机械都是根据这个道理制成的。油压机或水压机的基本原理如图 10-4 所示, 根据帕斯卡原理, 大活塞和小活塞下面的压强均为 p , 若小活塞横截面积为 S_1 , 大活塞横截面积为 S_2 , 则小活塞对流体的作用仅有 pS_1 , 而流体对大活塞的作用力却能达到 pS_2 , S_2 与 S_1 之比相差越大, 二者受力之比也相差越大。液压机在起重、锻压等多方面有许多重要应用。

10.1.4 阿基米德原理

公元前 3 世纪古希腊的阿基米德 (Archimedes) 提出阿基米德原理, 其内容为: 物体在流体中所受的浮力等于该物体排开的那部分流体的重力 (见图 10-5)。

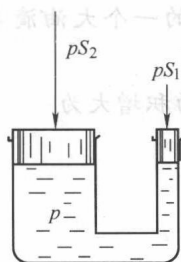


图 10-4 水压机原理

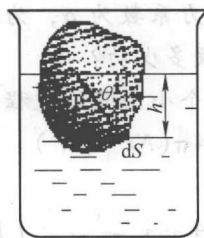


图 10-5 阿基米德原理

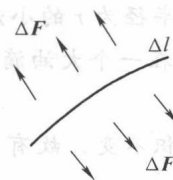


图 10-6 液体表面张力

10.1.5 液体的表面现象

1. 液体的表面张力

实验表明,液体的表面像一张绷紧的弹性薄膜,有收缩的趋势,在液体的表面层上存在着一种沿着液体表面的应力——表面张力。为研究液体表面张力的大小,我们在液体表面上画一条假想的线元 Δl ,把液面分割为两部分(见图 10-6),表面张力就是这两部分液面之间的拉力 ΔF ,它们是一对作用力和反作用力。拉力 ΔF 的大小正比于 Δl 的长度,即

$$\Delta F = \alpha \Delta l \quad (10-5)$$

比例系数 α 叫做表面张力系数,它表示单位长度上的表面张力。表 10-1 给出了几种液体的表面张力系数。

图 10-7 给出一种测量表面张力系数的简单装置。用金属丝弯成一矩形框架,它的下边可以沿框架滑动。在框架内形成液膜后,将它竖起来,下边挂一砝码。设砝码的重量 W 与液面的表面张力平衡,金属框下边长为 l ,则 $W = 2\alpha l$,这里出现因子 2,是因为液膜有前、后两个表面,因而 $\alpha = W / (2l)$ 。

又设想在上述装置里,用一个与液膜表面张力大小相等的外力 F 拉金属框的下边,使之向下移动距离 Δx ,则此力做的功为

$$\Delta A = F \Delta x = 2\alpha l \Delta x = \alpha \Delta S$$

式中, $\Delta S = 2l \Delta x$ 为在此过程中增加的液面面积。于是,液体的表面张力系数又可定义为:每增大单位表面积外界做的功,即

$$\alpha = \frac{\Delta A}{\Delta S} \quad (10-6)$$

又由于外力 F 所做的功 ΔA 转化为液膜的表面能增量 ΔE ,故有

$$\alpha = \frac{\Delta E}{\Delta S} \quad (10-7)$$

所以表面张力系数 α 也可看做是每增大单位表面积液面上表面能的增量。

表 10-1 几种液体的表面张力系数

物质	$t/^\circ\text{C}$	$\alpha / (10^{-3} \text{ N/m})$	物质	$t/^\circ\text{C}$	$\alpha / (10^{-3} \text{ N/m})$
水	10	74.2	水银	20	540
	18	73.0	酒精	20	22
	30	71.2	甘油	20	65
	50	67.9	苯	18	29

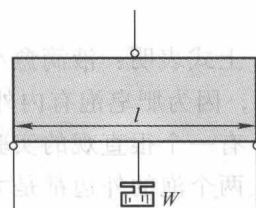


图 10-7 测量表面张力系数

【例 10-3】 已知水和油边界的表面张力系数为 α ，为使半径为 R 的一个大油滴在水中散布成多个半径为 r 的小油滴，问外界要做多少功？

【解】 在一个大油滴在水中散布成 N 个小油滴的过程中，液体表面积增大为

$$\Delta S = 4\pi(Nr^2 - R^2)$$

因油滴总体积不变，故有

$$\frac{4}{3}\pi R^3 = N \frac{4}{3}\pi r^3, \text{ 即 } N = \left(\frac{R}{r}\right)^3$$

于是，外界做功

$$\Delta A = \alpha \Delta S = \frac{4\pi\alpha R^2(R-r)}{r}$$

2. 球形液面内外的压强差

由于存在表面张力，当液面弯曲时会造成液面两边有压强差。我们以一个球形液珠为例，分析球形液面内、外的压差。如图 10-8 所示，通过球心取任一轴线，并作垂直于此轴线的假想大圆把液滴分成两半，它们之间通过表面张力产生的相互拉力为 $2\pi R\alpha$ ，这里 R 是球的半径。此拉力应与液滴内、外的压差平衡。内压力作用在半球的大圆面上，数值等于 $p_{\text{内}} \pi R^2$ ；外压力垂直作用在半球面上，其沿轴的分量相当于 $p_{\text{外}}$ 均匀作用在投影面积 πR^2 上。故半球的平衡条件为

$$(p_{\text{内}} - p_{\text{外}}) \pi R^2 = 2\pi R\alpha$$

即

$$\Delta p = p_{\text{内}} - p_{\text{外}} = \frac{2\alpha}{R} \quad (10-8)$$

上式表明：液滴愈小，内外压强差愈大。若用肥皂泡代替液滴，则上式中的因子 2 要换成 4，因为肥皂泡有内外两个表面。

有一个很直观的实验可以演示上述结论：吹出一大一小的两个肥皂泡，并让它们相互接触，两个泡的外边都是大气压，由于小泡内的压强比大泡内的大，结果小泡将不断收缩，最后消失，而大的泡将越来越大。

3. 液-固表面的润湿与不润湿

液体与固体接触时，在接触处液面与固体表面切线之间成一定的角度，称为接触角。接触角 θ 的大小只与固体和液体的性质及表面张力有关。若 θ 为锐角，我们说液体润湿固体（见图 10-9a）；若 θ 为钝角，我们说液体不润湿固体（见图 10-9b）。 $\theta = 0$ 为完全润湿情况； $\theta = \pi$ 为完全不润湿情况。水几乎能完全润湿干净的玻璃表面，但不能润湿石蜡；水银不能润湿玻璃，但能润湿干净的铜、铁等。

4. 毛细现象

将一细玻璃管插入水中时，管中的液面会比管外的高；而将此玻璃管插入水银中时，管

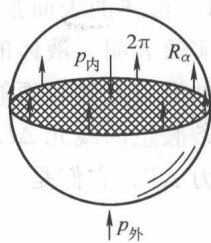


图 10-8 球形液面内外压差

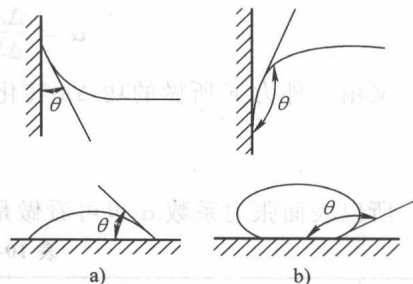


图 10-9 润湿与不润湿

a) 润湿情形 b) 不润湿情形

中的液面却会下降,这种现象称为毛细现象。毛细现象由弯曲液面的附加压强和润湿与不润湿所决定。

如图 10-10 所示,令大气压为 p_0 ,毛细管的半径为 r ,水的密度和表面张力系数分别为 ρ 和 α ,接触角为 θ ,则液面的曲率半径为 $R = r/\cos\theta$ 。按式 (10-8),紧靠液面下方的 A 点的压强比其上方的大气压低,

$$p_A = p_0 - \frac{2\alpha}{R}$$

而按流体静力学原理,图 10-10 中 B 点的压强为

$$p_B = p_A + \rho gh = p_C = p_0$$

由此可得毛细管内水柱的高度为

$$h = \frac{2\alpha}{\rho g R} = \frac{2\alpha \cos\theta}{\rho g r} \quad (10-9)$$

【例 10-4】如图 10-11 所示的 U 形管,两臂 A, B 的内直径分别为 1.0 mm 和 3.0 mm。若水与管壁完全润湿,求两臂的水面高度差。已知常温下水的表面张力系数 $\alpha = 73 \times 10^{-3} \text{ N/m}$ 。

【解】以 p_A 表示细管内凹状水面下的压强,以 p_B 表示粗管内凹状水面下的压强。压强 p_B 应等于细管中与 B 同深度的 C 点的压强 p_C ,设液面上方的气压为 p_0 ,应有

$$p_B = p_C = p_A + \rho gh$$

即

$$p_0 - \frac{2\alpha}{r_B} = p_0 - \frac{2\alpha}{r_A} + \rho gh$$

式中, r_A 和 r_B 分别为细管和粗管的内半径。由上式可以解出两管水面的高度差为

$$h = \frac{2\alpha}{\rho g} \left(\frac{1}{r_A} - \frac{1}{r_B} \right) = \frac{4\alpha}{\rho g} \left(\frac{1}{d_A} - \frac{1}{d_B} \right)$$

将 $\alpha = 73 \times 10^{-3} \text{ N/m}$ 、内直径 $d_A = 1.0 \text{ mm}$ 和 $d_B = 3.0 \text{ mm}$ 代入上式,可求得

$$h = \frac{4 \times 73 \times 10^{-3}}{1000 \times 9.8} \left(\frac{1}{1.0 \times 10^{-3}} - \frac{1}{3.0 \times 10^{-3}} \right) \text{ m} = 2.0 \times 10^{-2} \text{ m}$$

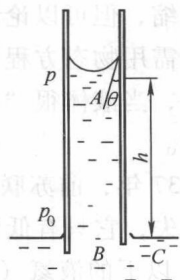


图 10-10 毛细现象

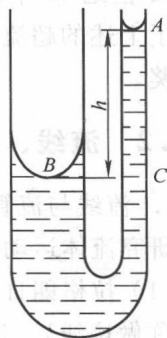


图 10-11 例 10-4 图

10.2 流体运动学

10.2.1 理想流体

流体流动时,描述流体状态的量较多,有压强 p 、密度 ρ 、温度 T 、流速 v 等,它们之间满足的方程叫物态方程。严格说来,解决流体力学问题需要知道物态方程。从理论上建立物态方程,需要先选定理论模型,然后通过统计物理学的原理来推导。在实际问题中需要较精确的物态方程时,往往又通过实验方法来确定。可见,流体力学问题是相当复杂的。然而,并不是在所有的场合都需要把全部复杂性考虑进去,可以针对不同的情况作适当的简化。

第一个简化是假设流体的密度 $\rho = \text{常量}$,即认为流体不可压缩。液体不易压缩,气体虽

较易压缩,但可以论证,当流体的流速远小于该媒质中的声速时,流体密度 ρ 可看成常量。此时不需物态方程,使问题大大简化。第二个简化是假设流体没有粘滞性。气体的粘滞性都很小,当液体很“稀”时,其粘滞性也较小。人们把完全不可压缩的无粘滞流体叫做理想流体。

1937年,前苏联的卡皮查(Kapitza)发现在温度低至2.17 K时,液态氦的粘滞性几乎完全消失,它只有低温下气态氢黏滞度的万分之一。通过和超导性类比,卡皮查认为处于2.17 K以下的液氦(称为氦II)是一种超流体。随后的三年,卡皮查通过一系列实验发现了这种氦II的许多奇怪的性质。如氦II能神秘地从一个容器向另一个容器运动:两个盛有氦II的容器互相接触,一个容器氦的液面高于另一个容器氦的液面,两者之间并未连通,一段时间以后,它们的液面将趋于同一高度;当氦II通过一个非常窄的狭缝从一个容器流向另一个容器时,接收容器中的氦显得冷一些,另一个容器里的氦显得热一些;氦II还具有向温度高的区域流动的特性,等等。经典物理学定律无法解释氦II的这些奇特行为。

20世纪40年代,前苏联物理学家朗道(Landau)提出了一个量子液体的模型,成功地解释了上述的超流体现象。朗道、卡皮查二人也因此分别于1962年和1978年获得诺贝尔物理学奖。

10.2.2 流线、流管、稳定流动

1. 流线与流管

研究流体运动的方法有两种:

(1) 拉格朗日(Lagrange)法 将流体分成许多无穷小的微元,求出它们各自的运动轨迹(称做迹线)。这实际上是用质点组动力学的方法来讨论流体的运动。

(2) 欧拉(Euler)法 把注意力集中到各空间点,观察流体微元经过每个空间点的流速 $\boldsymbol{v}$,研究流速的空间分布和随时间的变化规律。

第一种方法由于流体微元的数目众多而十分困难,因而在流体力学中得到广泛应用的是欧拉法。

在有流体的空间里,每点 (x, y, z) 上都有一个流速矢量 $\boldsymbol{v}(x, y, z)$,它们构成一个流速场。为了直观地描述流体的运动状况,在流速场中画出许多曲线,其上每一点的切线方向就是该点的流速方向,如图10-12a所示。这种曲线称为流线。因为每点都有确定的流速方向,所以任意两条流线都不会相交。在流体内由多条流线所围成的细管,叫做流管(见图10-12b)。由于流线不会相交,流管内、外的流体都不会穿过流管壁,就如同真的存在着一条管子一样。

2. 稳定流动

一般说来,流速在空间的分布是随时间而变化的,即 $\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}(x, y, z, t)$ 。若流速场的空间分布不随时间改变,即 $\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}(x, y, z)$,则称之为稳定流动。理想流体作稳定流动时,迹线与流线相同。

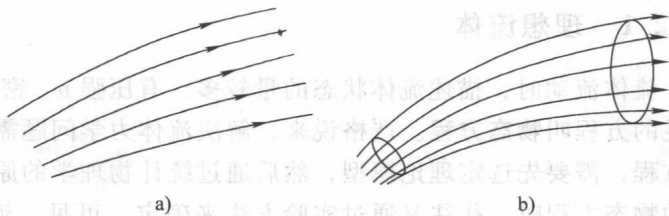


图 10-12 流线与流管

a) 流线 b) 流管

10.2.3 连续性方程

1. 流量

在流体中取一面元 dS , 定义: 在单位时间内通过该面元的流体体积 (或质量), 称为体积流量 (或质量流量)。过面元 dS 的边界作一长度为 l 的流管 (见图 10-13), 在单位时间内, 该流管内的流体都会通过面元 dS 。依以上定义, 有

$$dQ_v = l \cos \theta dS, \quad dQ_m = \rho l \cos \theta dS \quad (10-10a)$$

现引进面元矢量的概念: 面元矢量 $d\mathbf{S}$ 沿其法向, 这样一来, 流量可以写为 $dQ_v = \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S}$, $dQ_m = \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S}$ 。通过有限曲面 S 的流量为 (见图 10-13)

$$Q_v = \int_S \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S}, \quad Q_m = \int_S \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S} \quad (10-10b)$$

2. 连续性方程 (流量守恒方程)

设理想流体作稳定流动, 在流体中取任意一段流管, 设其两端的横截面积分别为 ΔS_1 和 ΔS_2 , 流速分别为 $\mathbf{v}_1$ 和 $\mathbf{v}_2$ (见图 10-14)。在稳定流动中流体内各点的密度 ρ 也不随时间而改变, 故这段流管内的流体质量为常量, 因而从一端流进去的流量 dQ_{m1} 与从另一端流出来的流量 dQ_{m2} 总是相等的, 即

$$\rho_1 \mathbf{v}_1 \cdot \Delta \mathbf{S}_1 = \rho_2 \mathbf{v}_2 \cdot \Delta \mathbf{S}_2 \quad (10-11a)$$

由于理想流体不可压缩, 则它的密度不变, 故有 $\rho_1 = \rho_2$, 从而

$$\mathbf{v}_1 \cdot \Delta \mathbf{S}_1 = \mathbf{v}_2 \cdot \Delta \mathbf{S}_2 \quad (10-11b)$$

或者说, 沿任意流管

$$\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{S} = \text{常量} \quad (10-11c)$$

以上各方程称为流体的连续性方程, 它体现了流体在流动中的流量守恒。

10.2.4 理想流体环量守恒定律

通常人们把流体的流动分成有旋流和无旋流两种类型, 在数学上用环量表示有旋流。设想在流体中作任一闭合回路 C , 环量 Γ_C 定义为流速 $\mathbf{v}$ 沿此回路的线积分

$$\Gamma_C = \oint_C v \cos \theta dl = \oint_C \mathbf{v} \cdot d\mathbf{l} \quad (10-12)$$

式中, θ 是 $\mathbf{v}$ 与回路线元 $d\mathbf{l}$ 之间的夹角。环量 Γ_C 与回路面积 S_C 之比叫做涡度, 即

$$\Omega = \lim_{S_C \rightarrow 0} \frac{\Gamma_C}{S_C} \quad (10-13)$$

环量或涡度不恒为 0 的流动叫做有旋流。最直观的有旋流是涡旋, 但也不是所有的有旋流都表现为涡旋。例如, 各层流速大小不等的流动叫做剪切流 (见图 10-15) 它是有旋流, 但这种有旋流没有明显的涡旋。

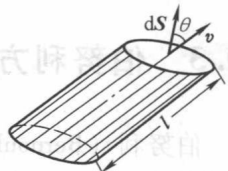


图 10-13 流量

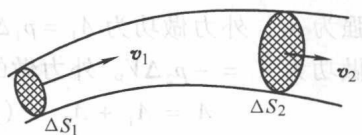


图 10-14 流量守恒

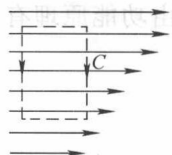


图 10-15 剪切流

在理想流体中有一条环量守恒定律。形象地说,如果我们能够用墨水在理想流体中画上一个闭合回路 C 而墨水又不会扩散开的话,则无论这回路随流体流到什么地方,其上的环量 Γ_C 总是不变的。这个定理是开尔文证明的,叫做开尔文涡定理。它是角动量守恒的直接结果。

10.3 伯努利方程及其应用

伯努利 (Bernoulli) 方程是 1738 年首先由丹尼耳·伯努利提出的,它把功能原理表述成适合于流体力学应用的形式,是理想流体稳定流动的动力学基本方程。

10.3.1 方程的推导

如图 10-16 所示,在作稳定流动的理想流体中任取一段流管,其两端截面分别为 S_1 和 S_2 。在 Δt 时间内,左端面从位置 a_1 移到 b_1 ,右端面从位置 a_2 移到 b_2 。在同一时间内流入和流出的流体体积分别为 ΔV_1 、 ΔV_2 。对理想流体,因不可压缩,有 $\Delta V_1 = \Delta V_2 = \Delta V$ 。

现在看外力对这段流管内流体所做的功。设左端的压强为 p_1 ,外力做功为 $A_1 = p_1 \Delta V$; 右端的压强为 p_2 ,外力做功为 $A_2 = -p_2 \Delta V$ 。外力做的总功为

$$A = A_1 + A_2 = (p_1 - p_2) \Delta V$$

再来看机械能的改变。注意到在 b_1 到 a_2 这一段内虽然流体更换了,但由于流动是稳定的,其中流体的运动状态未变,从而动能和势能都没有改变。故考查能量的变化时只需计算两端体元 ΔV_2 与 ΔV_1 之间的能量差。其中动能的改变为

$$\Delta E_k = \frac{1}{2} \rho \Delta V v_2^2 - \frac{1}{2} \rho \Delta V v_1^2$$

而重力势能改变为

$$\Delta E_p = \rho \Delta V g (h_2 - h_1)$$

因而由功能原理有

$$(p_1 - p_2) \Delta V = \frac{1}{2} \rho \Delta V (v_2^2 - v_1^2) + \rho \Delta V g (h_2 - h_1)$$

或

$$p_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 + \rho g h_1 = p_2 + \frac{1}{2} \rho v_2^2 + \rho g h_2 \quad (10-14)$$

上式给出了同一流管内的任意两点处的压强、流速和高度间的关系。因流管可大可小,所以上式也可表达为在同一条流线上

$$p + \frac{1}{2} \rho v^2 + \rho g h = \text{常量} \quad (10-15)$$

上两式便是伯努利方程,它在水利、造船、化工、航空等领域有着广泛的应用。

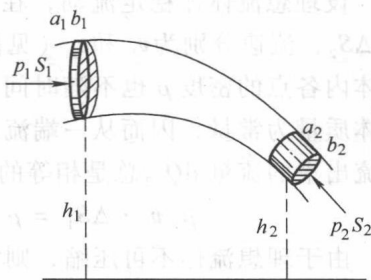


图 10-16 伯努利方程

10.3.2 方程的应用

1. 小孔流速问题

如图 10-17 所示, 大桶侧壁上有一小孔, 桶内盛满了水, 求水从小孔流出的速度和流量。取一条从水面到小孔的流线, 在水面上的流速几乎是 0 (因桶的横截面积比小孔大得多), 水面到小孔的高度差为 h , 此流线两端的压强皆为 p_0 (大气压), 故由伯努利方程有

$$p_0 + \rho gh = p_0 + \frac{1}{2}\rho v^2$$

由此得小孔流速为

$$v = \sqrt{2gh} \quad (10-16)$$

再乘上小孔的面积 S , 就是流量。实际上, 水柱从小孔流出时截面略有收缩。用有效截面 S' 来代替 S , 则实际流量为

$$Q_v = \sqrt{2gh}S' \quad (10-17)$$

2. 流量计与流速计

文丘里流量计如图 10-18 所示, 通过用 U 形管水银压差计测量出流管粗细处的压差 Δp 来推算流量。密度为 ρ 的流体水平流过流量计, U 形管两边水银面高度差为 h 。对图中一条水平流线上 1, 2 两点, 应用伯努利方程有

$$p_1 + \frac{1}{2}\rho v_1^2 = p_2 + \frac{1}{2}\rho v_2^2$$

其中 1, 2 两点的压差为

$$\Delta p = p_1 - p_2 = (\rho_{\text{汞}} - \rho)gh$$

再由连续性方程

$$v_1 S_1 = v_2 S_2$$

求出流量

$$Q_v = v_1 S_1 = S_1 S_2 \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho(S_1^2 - S_2^2)}} \quad (10-18)$$

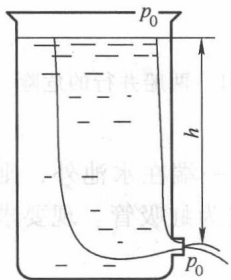


图 10-17 小孔流速

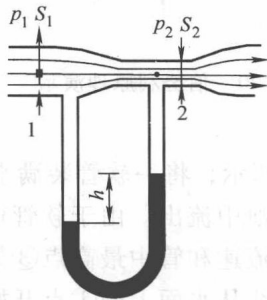


图 10-18 文丘里流量计

皮托管是一种测气体流速的装置, 如图 10-19 所示, 开口 A 迎向气流, 是个驻点 (流速 $v_A = 0$); 开口 B 在侧壁, 其外流速 v_B 差不多就是待测的流速 v 。

从 U 形管压差计测得的压差 $\Delta p = p_A - p_B = \rho_{\text{液}} gh$, 其中 $\rho_{\text{液}}$ 为管内液体的密度。对图中

水平流线 O, A 两点, 及很靠近的另一条流线上 O', B 两点, 分别应用伯努利方程有

$$p + \frac{1}{2}\rho v^2 = p_A$$

$$p + \frac{1}{2}\rho v^2 + \rho gh_{O'} = p_B + \frac{1}{2}\rho v_B^2 + \rho gh_B$$

其中, ρ 为气体的密度。又由于 O', B 两点的高度差不大, 可忽略, 求出气体流速

$$v \approx v_B = \sqrt{\frac{2\rho_{\text{液}} gh}{\rho}} \quad (10-19)$$

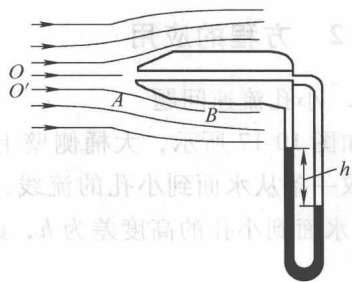


图 10-19 皮托管测速计

3. 压强与流速

把伯努利方程运用于水平流管, 有

$$p + \frac{1}{2}\rho v^2 = \text{常量} \quad (10-20)$$

上式说明流管细的地方流速大, 压强小。喷雾器、水流抽气机、内燃机中用的汽化器等, 都是利用截面小处流速大、压强小的原理制成的。再看几个简单的演示实验。将两张纸平行放置, 用嘴向它们中间吹气, 两张纸就会贴在一起; 将一个乒乓球放在倒置的漏斗中间, 用嘴向漏斗嘴里吹气, 乒乓球可以贴在漏斗上不坠落 (见图 10-20)。这些都是气流通过狭窄通道时速度加快、压强减少的结果。同理, 当两艘同向行驶的船靠近时, 就有相撞的危险。两船之间的水流快, 压强低, 水面也比远处和外缘低, 外缘水的巨大压力可以把两船挤压到一起。历史上这样的事故曾发生过多次 (见图 10-21)。

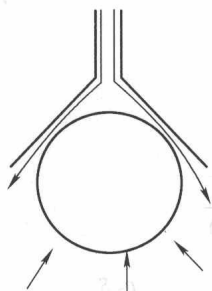


图 10-20 伯努利原理演示

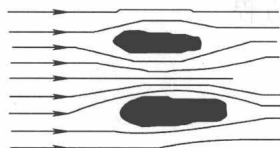


图 10-21 两船并行的危险

4. 虹吸管

如图 10-22 所示, 将一软管装满水后一端插入大水池中, 另一端在水池外, 则水将通过软管不断从大水池中流出。由于软管弯曲形状类似彩虹, 故称之为虹吸管。现要求出虹吸管出水口②点处的流速和管中最高点③处高出水面的最大高度 h 。

选择一条流线从水面上的①点开始经软管最后到出水口②点。对①, ②两点应用伯努利方程有

$$p_0 + \rho gH = p_0 + \frac{1}{2}\rho v^2$$

式中, p_0 为大气压; H 为①, ②两点的高度差; v 为②点处的流速, 有

$$v = \sqrt{2gH}$$

注意到②, ③两点处的流速相同, 对流管上②, ③两点应用伯努利方程有

$$p_3 + \rho g(H + h) = p_0$$

③点最高时 $p_3 = 0$, 于是有

$$h_{\max} = \frac{p_0}{\rho g} - H \quad (10-21)$$

【例 10-5】用一内径为 1 cm 的细水管将地面上内径为 2 cm 的粗水管中的水引到 5 m 高的楼上。已知粗水管中的水压为 4.0×10^5 Pa, 流速为 4.0 m/s。问楼上细水管中的流速和压强分别为多少?

【解】由连续性原理可得, 细水管处的流速为

$$v_2 = \frac{S_1}{S_2} v_1 = \frac{4}{1} \times 4 \text{ m/s} = 16 \text{ m/s}$$

楼上细水管处的压强可由伯努利方程得到 (以地面为 $h=0$)

$$p_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 = p_2 + \frac{1}{2} \rho v_2^2 + \rho g h_2$$

所以

$$\begin{aligned} p_2 &= p_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 - \frac{1}{2} \rho v_2^2 - \rho g h_2 \\ &= 4 \times 10^5 \text{ Pa} + \frac{1}{2} \times 10^3 (4^2 - 16^2) \text{ Pa} - 10^4 \times 5 \text{ Pa} \\ &= 2.3 \times 10^5 \text{ Pa} \end{aligned}$$

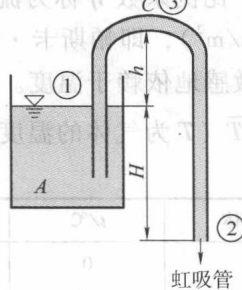


图 10-22 虹吸管

10.4 粘滞流体的运动

10.4.1 粘滞定律

实际的流体总是有一定粘滞性的。由于粘滞性, 当各层流体之间有相对滑动时, 流速较大的层将拉动流速较小的层, 反之流速较小的层会阻碍流速较大的层流动, 因而在它们之间存在着内摩擦力, 也叫粘滞力。

如图 10-23 所示, 设流体沿 x 轴方向流动, 但在 y 轴方向上流速有变化。设相距 Δy 的两个平面上流体的流速分别为 v 和 $v + \Delta v$, 定义流速梯度为

$$\lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{(v + \Delta v) - v}{\Delta y} = \frac{dv}{dy} \quad (10-22)$$

它反映了在垂直于流速方向上, 流速的空间变化率。

实验表明, 两层流体之间的粘滞力 F 正比于流速梯度和面积 ΔS , 即

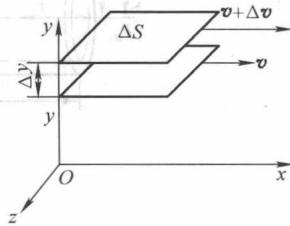


图 10-23 流速梯度图示

$$F = \eta \frac{dv}{dy} \Delta S \quad (10-23)$$