

高等学校“十三五”规划教材 | 基础课

大学物理学 (下册)

(第二版)

主 编	朱长军	翟学军	
副主编	马保科	吴俊芳	
参 编	常红芳	尹纪欣	张晓娟
	王晓娟	周光茜	张崇辉
	王 晶		

高等学校“十三五”规划教材 | 基础课

大学物理学(下册)

(第二版)

主 编	朱长军	翟学军		
副主编	马保科	吴俊芳		
参 编	常红芳	尹纪欣	张晓娟	王晓娟
	周光茜	张崇辉	王 晶	

西安电子科技大学出版社

内 容 简 介

本书涵盖了教育部非物理类专业物理基础课程教学指导分委员会制订的《理工科类大学物理课程教学基本要求》中所有的核心内容,并在此基础上选取了相关的扩展内容。本书体系完整、结构合理、深度广度适当,同时加强了经典与前沿、传统与现代、继承与创新的联系,突出了相关物理学进展以及高新科学技术在实际中的应用。

本书分为上、下两册,上册包括力学和电磁学,下册包括热力学基础、气体动理论、机械振动、机械波和电磁波、波动光学、狭义相对论基础、量子物理基础等。

本书可作为应用型高等学校理工科非物理类专业的教材,也可供理科相关专业选用。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理学.下册/朱长军,翟学军主编. —2版. —西安:

西安电子科技大学出版社, 2017.12

ISBN 978-7-5606-4680-0

I. ①大… II. ①朱… ②翟… III. ①物理学—高等学校—教材 IV. ①O4

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2017)第 247596 号

策 划 戚文艳

责任编辑 高雯婧 阎 彬

出版发行 西安电子科技大学出版社(西安市太白南路2号)

电 话 (029)88242885 88201467 邮 编 710071

网 址 www.xduph.com 电子邮箱 xdupfxb001@163.com

经 销 新华书店

印刷单位 陕西华沐印刷科技有限责任公司

版 次 2017年12月第2版 2017年12月第5次印刷

开 本 787毫米×1092毫米 1/16 印 张 18

字 数 426千字

印 数 10 501~13 500册

定 价 36.00元

ISBN 978-7-5606-4680-0/O

XDUP 4972002-5

* * * 如有印装问题可调换 * * *

本社图书封面为激光防伪覆膜,谨防盗版。

前 言

本书第一版于2012年2月由西安电子科技大学出版社出版,得到了广大师生的厚爱,被许多高校选为本科生“大学物理”课程的教材或参考书。

本书第一版出版后,许多读者以各种方式表达了对本书体系、结构以及撰写的肯定,同时,编者也收到了一些宝贵的意见和建议。通过与读者的交流与探讨,编者结合近年教学的新形势、新经验,认真总结了本书第一版在教学使用中的不足之处,并修订、编写了第二版,其中对部分内容进行了修改和补充,也重新编写了少部分内容,对各章的例题和习题进行了更新。

本书在保留第一版基本体系和结构的基础上,新增了“物理学之美”“物理探索”“物理前沿”“物理新进展”等内容,以期反映物理学最新进展,扩大读者知识面。因编者对有关内容理解和把握的水平有限,这部分内容直接参考引用了物理学界有关专家学者的文章,在此对相关作者表示衷心的感谢!这也是我们利用教材这个载体,传播物理思想、激发读者对物理科学的兴趣所作的初步探索,是否恰当,还请读者再次给我们提出宝贵意见。

本书适用于112学时的大学物理课教学。

参加本书编写工作的有常红芳、尹纪欣、张晓娟、王晓娟、周光茜、张崇辉、吴俊芳、王晶、翟学军、马保科、朱长军。全书由朱长军、翟学军统稿并担任主编,马保科、吴俊芳担任副主编。

感谢广大读者对本书的关心和帮助,由于编者水平有限,书中不足之处在所难免,衷心期望读者和同行专家批评指正。

编 者
2017年10月

目 录

第 9 章 热力学基础	1	10.2 理想气体的压强	46
9.1 平衡态 态参量 热力学第零定律	1	10.2.1 理想气体的微观模型	46
9.1.1 平衡态 态参量	1	10.2.2 理想气体的压强公式	47
9.1.2 热力学第零定律 温度	2	10.2.3 压强公式的统计意义及 微观本质	48
9.2 准静态过程 功 热量	6	10.3 温度的微观解释	49
9.2.1 准静态过程	6	10.3.1 温度公式及微观解释	49
9.2.2 功	7	10.3.2 方均根速率	50
9.2.3 热量	8	10.4 能量均分定理 理想气体的内能	51
9.3 内能 热力学第一定律	9	10.4.1 自由度	51
9.3.1 内能	9	10.4.2 能量均分定理	53
9.3.2 热力学第一定律	9	10.4.3 理想气体的内能	54
9.3.3 热容量	10	10.5 麦克斯韦速率分布律	56
9.4 热力学第一定律的应用	12	10.5.1 速率分布函数的概念	56
9.4.1 等体过程	13	10.5.2 麦克斯韦速率分布律简介	57
9.4.2 等压过程	13	10.5.3 三种统计速率	58
9.4.3 等温过程	15	10.5.4 麦克斯韦速率分布律的 实验验证	61
9.4.4 绝热过程	16	10.6 气体分子的平均碰撞频率和 平均自由程	62
9.5 循环过程 卡诺循环	20	10.7 热力学第二定律的统计意义	64
9.5.1 循环过程	20	10.7.1 热力学概率	64
9.5.2 热机 热机效率	21	10.7.2 熵与无序	67
9.5.3 制冷机 制冷系数	23	习题十	68
9.5.4 卡诺循环	24	阅读材料之物理探索(二)	71
9.6 热力学第二定律	27	第 11 章 机械振动	75
9.6.1 热力学第二定律概述	27	11.1 简谐振动	75
9.6.2 可逆过程 不可逆过程	28	11.1.1 简谐振动的特征	75
9.6.3 卡诺定理	29	11.1.2 描述简谐振动的物理量	77
9.7 熵 熵增原理	30	11.2 旋转矢量图示法	83
9.7.1 熵	30	11.2.1 旋转矢量图方法	83
9.7.2 熵变的计算	31	11.2.2 旋转矢量图的应用	84
9.7.3 熵增原理	32	11.3 简谐振动的能量	87
习题九	33	11.4 一维简谐振动的合成 拍现象	89
阅读材料之物理探索(一)	39	11.4.1 同方向同频率简谐振动的合成	89
第 10 章 气体动理论	43	11.4.2 同方向不同频率简谐振动的 合成 拍	91
10.1 物质的微观模型 统计规律	43		
10.1.1 物质的微观模型	43		
10.1.2 统计规律	44		

习题十一	93
阅读材料之基本认知	96

第 12 章 机械波和电磁波

12.1 机械波的基本特征	100
12.1.1 机械波产生的条件	100
12.1.2 机械波的分类	100
12.1.3 波的几何描述	101
12.1.4 描述波动的基本物理量	102
12.2 平面简谐波波函数	105
12.2.1 平面简谐波波函数的概述	105
12.2.2 波函数的物理意义	106
12.3 波的能量 能流密度	109
12.3.1 波的能量	109
12.3.2 平均能流密度矢量	111
12.3.3 平面波和球面波的振幅	111
12.4 惠更斯原理 波的衍射	113
12.5 波的叠加原理 波的干涉	114
12.5.1 波的叠加原理	114
12.5.2 波的干涉	115
12.6 驻波 相位突变	117
12.6.1 驻波实验	117
12.6.2 驻波方程	118
12.7 多普勒效应	123
12.8 电磁波的产生及基本性质	127
12.8.1 电磁波的产生与传播	127
12.8.2 平面电磁波的特性	129
12.8.3 电磁波的能量	129
习题十二	130

阅读材料之物理科技(一)

第 13 章 波动光学

13.1 光的电磁理论	137
13.1.1 光的微粒学说与 波动学说之争	137
13.1.2 光的电磁理论	138
13.2 光源 光波的叠加	140
13.2.1 光源 普通光源的发光机制	140
13.2.2 光波的叠加	141
13.2.3 从普通光源获得 相干光的方法	143
13.3 光程 光程差	144

13.3.1 光程	144
13.3.2 相位差与光程差的关系	145
13.4 双缝干涉	148
13.4.1 杨氏双缝干涉实验	148
13.4.2 洛埃德镜干涉实验	153
13.5 薄膜干涉	154
13.5.1 等倾干涉	155
13.5.2 劈尖干涉	158
13.5.3 牛顿环	162
13.6 迈克尔逊干涉仪	165
13.7 光波的衍射	167
13.7.1 光的衍射现象	167
13.7.2 惠更斯-菲涅耳原理	169
13.7.3 单缝夫琅禾费衍射	170
13.7.4 圆孔的夫琅禾费衍射 光学仪器的 分辨本领	175
13.8 光栅衍射及光栅光谱	179
13.8.1 光栅衍射	179
13.8.2 光栅光谱和光栅的 色分辨本领	183
13.8.3 干涉和衍射的区别及联系	184
13.9 光的偏振	186
13.9.1 横波的偏振性	186
13.9.2 偏振光的产生与检验	190
习题十三	194

阅读材料之物理科技(二)

第 14 章 狭义相对论基础

14.1 狭义相对论产生的背景和 实验基础	201
14.1.1 绝对时空理论和力学 相对性原理	202
14.1.2 麦克斯韦电磁理论与 旧物理学的矛盾	203
14.1.3 迈克尔逊-莫雷实验	204
14.2 爱因斯坦狭义相对论基本假设和 洛伦兹变换	206
14.2.1 狭义相对论的基本原理	206
14.2.2 洛伦兹变换	206
14.2.3 相对论速度变换	208
14.3 狭义相对论的时空观	210
14.3.1 “同时”的相对性	210
14.3.2 长度收缩	211

14.3.3 时间膨胀	212	15.4 不确定关系	243
14.3.4 相对论的因果律极限 速度原理	214	15.5 波函数 薛定谔方程	245
14.4 相对论质点动力学	215	15.5.1 实物粒子的波函数	246
14.4.1 质量对速度的依赖关系	215	15.5.2 薛定谔方程	246
14.4.2 相对论力学的基本方程	216	15.6 一维无限深势阱和势垒	250
14.4.3 质量与能量之间的关系	217	15.6.1 一维无限深势阱	250
14.4.4 动量与能量之间的关系	218	15.6.2 一维势垒	253
14.4.5 核裂变、核聚变和核能应用	219	15.6.3 扫描隧道显微镜	255
习题十四	221	15.7 氢原子的量子力学简介	257
阅读材料之物理新进展	223	15.7.1 氢原子的光谱规律	257
第 15 章 量子物理基础	226	15.7.2 氢原子的薛定谔方程	258
15.1 量子概念的诞生	227	15.7.3 氢原子中电子的概率分布	260
15.1.1 黑体辐射	227	15.8 多电子原子中电子的分布	261
15.1.2 黑体辐射的实验规律	228	15.8.1 电子自旋	261
15.1.3 能量子假说	230	15.8.2 四个量子数	262
15.2 光的波粒二象性	231	15.8.3 原子的壳层结构	262
15.2.1 光电效应	232	15.8.4 能量最低原理	263
15.2.2 康普顿效应	236	15.8.5 泡利不相容原理	264
15.3 实物粒子的波粒二象性	240	习题十五	265
15.3.1 德布罗意物质波假设	240	阅读材料之物理科技(三)	268
15.3.2 德布罗意物质波的实验验证	241	参考答案	272
		参考文献	280

第9章 热力学基础

热力学是研究热现象的宏观理论,这一宏观理论的主要内容是根据实验总结出来的热力学定律。热力学采用严密的逻辑推理的方法,从能量转换的角度来研究宏观物体的热力学性质及其变化规律。

本章的主要内容包括热力学第一定律和热力学第二定律。热力学第一定律是能量守恒定律在热力学领域的具体表现形式,我们将应用这条定律讨论理想气体在各种准静态过程中功、热转化和系统宏观状态变化的规律,并且从这条定律出发研究循环过程。热力学第二定律讨论热功转换的条件和热力学过程的方向性问题,在此基础上引入卡诺定理并讨论热力学系统的熵变。

❖ 9.1 平衡态 态参量 热力学第零定律 ❖

9.1.1 平衡态 态参量

热力学系统简称系统或体系,是指在给定的范围内,由大量的微观粒子所组成的宏观物体。与热力学系统发生相互作用的其他物体,称为外界或环境。根据能量与质量传递的不同,可以把系统分为开放系统、孤立系统和封闭系统。与外界既有能量交换又有物质交换的热力学系统称为开放系统,简称开系;与外界没有任何相互作用的热力学系统称为孤立系统,简称孤立系,它是一个理想的极限概念,当热力学系统与外界的相互作用十分微弱,以致其相互作用能量远小于系统本身的能量时,可以近似地认为是孤立系;与外界有能量交换,但没有物质交换的热力学系统称为封闭系统,简称闭系。

热力学研究的一项重要内容是系统的宏观状态及其变化规律。本章及第十章我们主要讨论系统宏观状态的一种特殊情况——平衡态。平衡态是指热力学系统内部没有定向宏观粒子流动和能量流动的状态,这时系统内部各处的各种宏观性质相同且不随时间变化。由于定向宏观的粒子流动或能量流动是由系统的状态变化或系统受到外界的影响而造成的,因此平衡态也可以定义为:一个孤立系统,经过足够长的时间后,系统必将达到的宏观性质不随时间变化的状态。

应该注意到,当系统内部存在定向宏观的粒子流动或能量流动时,例如一根两端分别与冰水混合物和沸水接触的铜棒,经过足够长时间后,系统也可以达到一个宏观性质不再

随时间变化的状态,这种状态称为**定常态**.定常态并不是平衡态,而是一种非平衡态.还应该注意,即使在平衡态下,组成系统的微观粒子仍处在不停的无规则运动之中,只是它们的统计平均效果不变而已.因此,通常我们也把这种动态的热力学平衡称为**热动平衡**.

为了描述一个热力学系统的平衡态,我们需要引入若干宏观参量,这些量能用仪器直接测量,称作**宏观量**,例如,系统的体积、压强、温度等.在平衡态下,虽然热力学系统的各种宏观量都具有确定的值,但各宏观量之间可能存在互相联系.我们把可以独立改变、并足以确定宏观热力学系统平衡态的一组物理量称作**状态参量**,简称**态参量**.系统的其他宏观量则可表示为态参量的函数,称作**态函数**.

在热力学中,常用的态参量有四类:第一类是**几何参量**,如气体的体积、固体的应变等;第二类是**力学参量**,如气体的压强、固体的应力等;第三类是**化学参量**,如各化学组分的质量和物质的量等;第四类是**电磁参量**,如电场强度和磁感应强度等.在实际问题中,有时只需上述几类态参量中的少数几个就能确定系统的平衡态.例如,若研究的问题不涉及电磁性质,就不必引入电磁参量;若系统中无化学反应发生,且不必考虑与化学成分有关的性质,则无需引入化学参量.

只有在平衡态下,系统的宏观性质才可以用一组确定的态参量来描述.因此,态参量实际上是描述系统平衡态的参量.对于一定量的气体(质量 M) 的状态,一般可用三个气体态参量来表征:气体所占的体积(V)、压强(p)、温度(T).这三个态参量之中只有两个是独立的,第三个与它们之间有一定的函数关系.一组态参量值表示气体的某一平衡态,而另一组态参量值则表示气体的另一平衡态.因此,气体系统的一个平衡态可以用 $p-V$ 图上的一个点来表示,如图 9.1.1 所示.

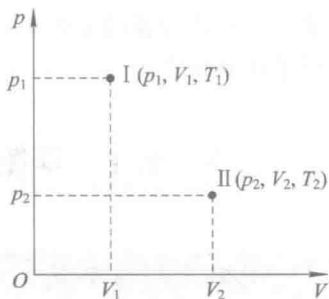


图 9.1.1 平衡态的 $p-V$ 图

点 $I(p_1, V_1, T_1)$ 表示一个平衡态,点 $II(p_2, V_2, T_2)$ 表示另外一个平衡态.因此点 I 和点 II 也称为平衡态 I 和平衡态 II .平衡态 I 用 p_1, V_1, T_1 这三个态参量来表示,平衡态 II 用 p_2, V_2, T_2 这三个态参量来表示.但这三个态参量不是独立的,其中任意一个态参量都可以用另外两个态参量表示出来,例如, $V=V(p, T)$, $T=T(V, p)$, $p=p(V, T)$, 这三个态参量的关系在理想气体中就是理想气体的状态方程.

如果系统的宏观性质随时间而变化,则它所处的状态称为**非平衡态**.在非平衡态下,系统内各部分的性质一般说来可能各不相同,并且在不断地变化,所以就不能用统一的参量来描述系统的状态.在下面的讨论中,除非特别说明,所涉及的状态一般都指平衡态.

9.1.2 热力学第零定律 温度

1. 热力学第零定律

首先介绍热交换(热量交换或热接触)、绝热壁和导热壁概念.热交换就是由于温差而

引起的两个系统或同一系统各部分之间的热量传递过程。热交换一般通过热传导、热对流和热辐射三种方式来完成。绝热壁是指用它隔开的两个热力学系统之间没有热量交换。导热壁是指用它隔开的两个热力学系统之间可以进行热量交换。如图 9.1.2 所示, 先把两个热力学系统 A、B 用绝热壁隔开, 如图 9.1.2(a) 所示, 两个热力学系统 A、B 之间没有热交换。之后让两个热力学系统 A、B 通过导热壁同时与处于确定状态的热力学系统 C 进行热交换, 热力学系统 A、B 与热力学系统 C 之间可以进行热交换, 如图 9.1.2(a) 所示。当热力学系统 A、B 与热力学系统 C 达到热平衡(即热力学系统 A、B 与热力学系统 C 之间不再有热交换)后, 使热力学系统 A、B 与热力学系统 C 用绝热壁隔开, 热力学系统 A、B 用导热壁隔开, 如图 9.1.2(b) 所示。热力学系统 A、B 与热力学系统 C 之间不能进行热交换, 而热力学系统 A 与热力学系统 B 通过导热壁可以进行热交换。实验发现, 热力学系统 A 与热力学系统 B 热接触后观察不到任何状态变化, 即热力学系统 A 与热力学系统 B 在相互接触前已经达到了热平衡状态。上述结果表明, 如果两个系统同时与处于确定状态的第三个系统达到热平衡, 则这两个系统彼此间也处于热平衡状态, 这一结论称为热力学第零定律。

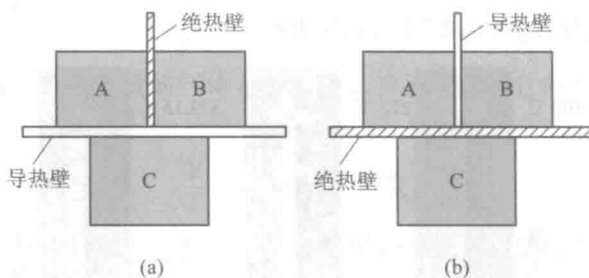


图 9.1.2 热力学第零定律图解

2. 温度

热力学第零定律的重要性在于它给出了温度的定义和温度的测量方法, 它为建立温度概念提供了实验基础。

这个定律反映了同一热平衡状态的所有热力学系统都具有一个共同的宏观特征, 这一特征是由这些互为热平衡系统的状态所决定的一个数值相等的状态函数, 这个状态函数被定义为温度, 而温度相等是热平衡必要的条件。

测量温度的仪器称为温度计, 温度计利用固体、液体、气体受温度的影响而热胀冷缩等的现象为设计的依据。根据热力学第零定律, 我们可以选择适当的系统作为温度计, 使它和被测的系统达到热平衡, 以确定被测系统的温度。温度计的温度则通过它的某一物理性质所对应的态参量显示出来。原则上讲, 任意物质(称为测温物质)的某一物理量(称为测温性质)具有随冷热显著而单调变化的性质, 这一物理量所对应的态参量, 都可以用来定量显示温度。温度只能通过物体随温度变化的某些特性来间接测量, 而用来量度物体温度数值的标尺称为温标。它规定了温度的读数起点(零点)和测量温度的基本单位, 国际单位为热力学温标(K)。目前国际上用得较多的其他温标有华氏温标($^{\circ}\text{F}$)、摄氏温标($^{\circ}\text{C}$)和国际实用温标等, 三种温标的对比如图 9.1.3 所示。由于各种物质的某种测温性质随温度

的变化不可能完全一致,因此用不同的测温物质,或同一物质的不同测温性质所建立起来的温标,常常是不一致的。

华氏温标规定在标准大气压下,冰的熔点为 32°F , 水的沸点为 212°F , 中间有 180 等份, 每等份为华氏 1 度, 记作 1°F 。 **摄氏温标**规定在标准大气压下, 水的冰点为 0°C , 水的沸点规定为 100°C 。根据水这两个固定温度点来对玻璃水银温度计进行分度, 两点间共分 100 等份, 每一份称为 1 摄氏度, 记作 1°C 。通常, 在热力学中采用一种不依赖于任何物质特性的热力学温标, 称为**绝对温标**。由该温标确定的温度, 称为**热力学温度**或**绝对温度**, 用 T 表示。1960 年以来, 国际上规定, 热力学温度是基本的物理量, 在国际单位制中其单位是开(K)。 **绝对温标**规定水的三相点(水的固、液、汽三相平衡的状态点)的温度为 273.16 K 。绝对温标与摄氏温标的每刻度的大小是相等的, 但绝对温标的 0 K 是摄氏温标的一 273.15°C , 绝对温标用 K 作为单位符号, 用 T 作为物理量符号。

人们在生活和技术中常用摄氏温标, 用 t 表示(单位是度, 记为 $^{\circ}\text{C}$)。摄氏温度与热力学温度之间的关系为

$$t = T - 273.15 \quad (9.1.1)$$

在宏观上, 常用温度表示物质的冷热程度, 并规定较热的物体有较高的温度。摄氏温标、华氏温标和绝对温标的对比如图 9.1.3 所示。

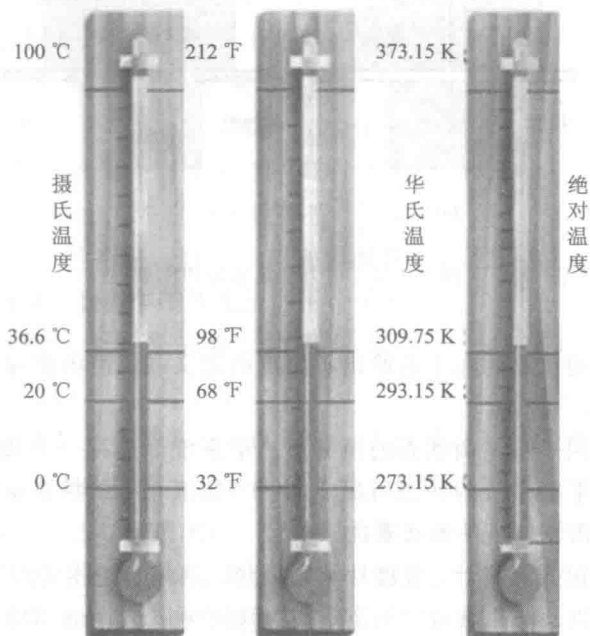


图 9.1.3 摄氏温标、华氏温标和绝对温标的对比

9.1.3 理想气体状态方程

对于处在平衡态的系统, 热力学态参量(如压强、温度、体积等)就已确定, 而用于描述这些热力学态参量之间关系的函数方程就称为热力学系统的**状态方程**或**物态方程**, 可以表示为

$$f(p, V, T) = 0 \quad (9.1.2)$$

热力学系统的状态方程是半经验公式, 这些半经验公式是由理论和实践相结合的方法给出的. 根据热力学系统的状态方程, 可以由已知态参量求得未知态参量, 本章主要研究理想气体的状态方程.

对于处于平衡态的一定量气体, 其状态可以用温度、压强和体积来描述. 这三个量并不是独立的, 它们之间满足一定的关系, 其中任意一个参量可以用其他两个参量来表示, 即其中一个参量是其他两个参量的函数. 例如, 压强可以由温度和体积两个态参量来表示, 即可以表示为

$$p = p(T, V) \quad (9.1.3)$$

式(9.1.3)就是一定量气体处于平衡态时的**气体状态方程**. 一般来说, 物态方程是很复杂的, 这里我们只讨论理想气体的物态方程.

理想气体的状态方程, 又称理想气体定律(或普适气体定律), 是描述理想气体在处于平衡态时, 压强、体积、物质的量、温度间关系的状态方程, 它是建立在玻意耳-马略特定律、查理定律、盖·吕萨克定律等经验定律的基础之上的.

这里复习几个实验定律, **玻意耳定律**即一定质量的气体, 在温度保持不变时, 它的压强和体积成反比, 数学表示为

$$pV = \text{const}(T \text{ 不变}) \quad (9.1.4)$$

盖·吕萨克定律即一定质量的气体, 在压强保持不变时, 它的体积和温度成正比, 数学表示为

$$\frac{V}{T} = \text{const}(p \text{ 不变}) \quad (9.1.5)$$

查理定律即一定质量的气体, 当气体的体积保持不变时, 它的压强与其绝对温度成正比, 数学表示为

$$\frac{p}{T} = \text{const}(V \text{ 不变})$$

玻意耳定律、盖·吕萨克定律和查理定律都是在温度不太低(与室温相比, 室温取 25°C , 有时也取 300K)、压强不太大(与大气压强相比, 1 个大气压为 $1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$, 等于 760 mmHg)的实验条件下总结出来的实验定律. 1811 年, 意大利物理学家阿伏伽德罗提出, 在相同的温度和压强下, 相同体积的气体含有相同数量的分子, 这就是**阿伏伽德罗定律**. 我们把遵守玻意耳定律、盖·吕萨克定律、查理定律和阿伏伽德罗定律的气体称作**理想气体**. 因此, 一般气体在温度不太低、压强不太大时都可以近似认为是理想气体.

在平衡态下, 对于一定质量的理想气体(设质量为 M , 摩尔质量为 M_{mol} , 则物质的量 $\nu = M/M_{\text{mol}}$), 可以用压强 p 、体积 V 和温度 T 三个参量中的任意两个来确定其宏观状态. 按照玻意耳定律、盖·吕萨克定律和查理定律, pV/T 是个恒量, 所以

$$\frac{pV}{T} = \frac{p_0 V_0}{T_0} \quad (9.1.6)$$

式中, p_0 , V_0 , T_0 是标准状态的相应量, 其中 $p_0 = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$, $T_0 = 273.15 \text{ K}$, $V_0 = \nu V_{\text{m},0}$, 其 $V_{\text{m},0}$ 是标准状态下 1 mol 理想气体的体积, $V_{\text{m},0} = 22.4 \text{ L}$. 根据阿伏伽德罗定律, 在相同温度和压强下, 1 mol 任意理想气体的分子数相同, 因而体积相同. 将上述各量代入式(9.1.6), 可得到

$$pV = \frac{M}{M_{\text{mol}}}RT \quad \text{或} \quad pV = \nu RT \quad (9.1.7)$$

式(9.1.7)就是理想气体状态方程. 式中, R 是摩尔气体常量, 且

$$R = \frac{p_0 V_{\text{m},0}}{T_0} = 8.31 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

在常压和温度不太低时, 各种实际气体都近似遵守这个状态方程, 压强越低, 近似程度越高.

例 9.1.1 一氧气瓶的容积为 V , 充了气未使用时压强为 p_1 , 温度为 T_1 ; 使用后瓶内氧气的质量减少为原来的一半, 其压强降为 p_2 , 试求此时瓶内氧气的温度 T_2 .

解 根据题意, 可确定研究对象为氧气, 因此满足理想气体状态方程, 这里氧气可看成理想气体, 使用前后氧气瓶的容积都为 V . 设使用前氧气的质量为 M , 氧气的摩尔质量为 M_{mol} , 使用后氧气的质量为 $M/2$, 因此有:

使用前的理想气体状态方程:

$$p_1 V = \frac{M}{M_{\text{mol}}}RT_1$$

使用后的理想气体状态方程:

$$p_2 V = \frac{1}{2} \frac{M}{M_{\text{mol}}}RT_2$$

根据这两个方程可以求出使用后瓶内氧气的温度 T_2 为

$$T_2 = \frac{2p_2}{p_1} T_1$$

例 9.1.2 一容器内储有氧气, 其压强为 $1.01 \times 10^5 \text{ Pa}$, 温度为 27°C . 试求氧气的质量密度.

解 根据理想气体状态方程得

$$\frac{pV}{T} = \frac{M}{M_{\text{mol}}}R$$

根据质量密度的定义式可得

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{pM_{\text{mol}}}{RT} = \frac{1.01 \times 10^5 \times 32 \times 10^{-3}}{8.31 \times (273 + 27)} \approx 1.30 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$$

❖ 9.2 准静态过程 功 热量 ❖

9.2.1 准静态过程

热力学的主要研究对象之一是系统从某一平衡态变化到另一平衡态的转变过程, 即系统的状态随时间变化的过程, 称为热力学过程, 简称过程. 对过程的分类基本有如下几种: 根据研究对象与外界的关系, 可分为自发过程、非自发过程; 根据过程本身的特点, 可分为等体过程、等压过程、等温过程、绝热过程; 根据过程所经历的中间状态的性质, 可分为准静态过程(理想过程)、非静态过程(实际过程).

如果系统开始时处于平衡态,当系统的状态随时间变化时,原有的平衡态就会被打破.在系统状态发生变化的过程中,如果系统经历的中间状态是一(系列的)非平衡态,则这种过程称为非静态过程.如图 9.2.1 所示,活塞静止在位置 I 时,容器内气体处于平衡态 I.当将活塞迅速上提到位置 II 时,经过一定时间后,系统到达平衡态 II.在上提过程中,气体内部各处密度不均匀,压强、温度也不均匀,气体每一时刻都处于非平衡状态,因而过程是非静态过程.

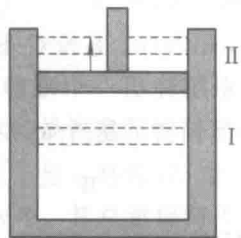


图 9.2.1 热力学过程

但是,如果系统在初末两平衡态之间经历的所有中间态都无限接近于平衡态,则此过程称为准静态过程.显然,这种过程只有在过程无限缓慢进行的条件下才可能实现.因此,准静态过程是一个理想过程,作为准静态过程中间状态的平衡态,具有确定的状态参量.

准静态过程是一种理想过程.究竟什么样的实际过程可以当作准静态过程来处理呢?如果热力学系统从一个平衡态经历一个微小变化所需的时间很长,则在过程进行中的任何时刻,系统实际上都已接近平衡态,这样的过程就可以当作准静态过程处理.实际过程进行得越缓慢,各时刻系统的状态就越接近平衡态.例如,气缸中的气体从被压缩后的非平衡态过渡到平衡态,所需的时间大约为 10^{-3} 秒,如果它经过的这一压缩过程远远大于 10^{-3} 秒,那么该压缩过程可以当成准静态过程处理.

对于准静态过程,由于每个时刻系统都处在平衡态,准静态过程就可通过各个时刻系统所处的平衡态描述.由于平衡态可以用参数空间的一个点表示,因而一个准静态过程就可用参数空间中一条连续实曲线描述,这样的曲线称为过程曲线.

对于理想气体系统,可用 $p-V$ 图上的一点来表示这一平衡态.系统的准静态变化过程可用 $p-V$ 图上的一条实曲线表示.图 9.2.2 中的曲线表示系统从平衡态 I 经历一个准静态过程到达平衡态 II.

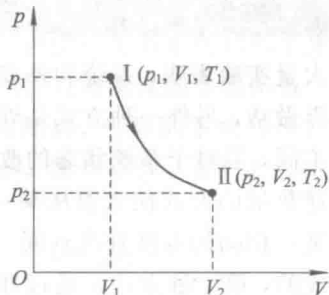


图 9.2.2 过程曲线

9.2.2 功

系统的状态可以通过与外界交换能量而发生变化,能量交换有做功和热传导两种方式.本节则讨论有关功的问题.

热力学系统体积改变时对外界所做的机械功称为体积功.如图 9.2.3 所示,假设气缸中的气体作准静态膨胀,用 S 表示活塞的面积, p 表示气体的压强.于是,在活塞发生微元位移 dl 的过程中,气体对活塞所做的元功为

$$dW = pS \cdot dl = p \cdot dV \quad (9.2.1)$$

式中, $dV = S \cdot dl$ 为气体体积的增量.式(9.2.1)是通过图 9.2.3 的特例导出的,但它适合于任何准静态过

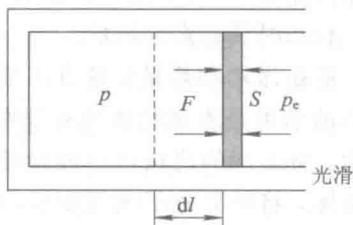


图 9.2.3 体积功

程. 显然, 当 $dV > 0$ 时, 气体体积膨胀, $dW > 0$, 系统对外界做正功; 当 $dV < 0$ 时, 气体体积缩小, $dW < 0$, 系统对外界做负功.

当系统经历一个准静态过程, 体积从 V_1 变到 V_2 时, 气体对活塞所做的功为

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV \quad (9.2.2)$$

在 $p-V$ 图(如图 9.2.4 所示)上, 元功 dW 的数值大小等于 $p-V$ 图中过程曲线和 V 轴围成的面积, 即图 9.2.4 中系统体积在 $V \rightarrow V+dV$ 间阴影窄条的面积. 从 $V_1 \rightarrow V_2$ 系统对外界做的总功 W 的数值大小等于 $p-V$ 图中过程曲线 $IaII$ 和 V 轴从 $V_1 \rightarrow V_2$ 围成的面积.

系统从同一初态 I 出发, 经过两个不同的准静态过程 $IaII$ 和 $IbII$, 到达同一末状态 II , 两过程曲线下的面积不同, 这表明在这两个不同的过程中, 系统对外界做的功不同, 准静态过程 $IbII$ 比准静态过程 $IaII$ 做的功数值上大, 两个准静态过程功的差值就是闭合曲线 $IbIIaI$ 围成的面积, 如图 9.2.4 所示. 由上例可以知道, 做功的多少与具体的过程有关, 不同的过程, 所做功的大小不同. 所以, 功是一个与过程有关的量, 称为过程量.

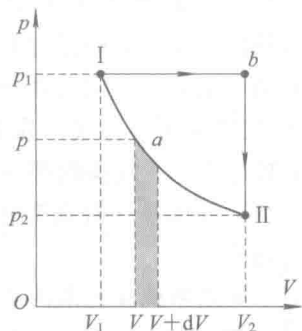


图 9.2.4 过程曲线和功

9.2.3 热量

大量实验表明, 系统和外界进行相互作用时, 其状态发生变化. 一种方式是通过系统对外界做功, 另外一种方式是外界向系统传递热量, 或者两种方式同时存在. 两种方式的本质不同, 但对于系统状态的改变是等效的. 例如, 将一杯水放在电炉上, 可以通电加热, 用传递热量的方式使水温从某一温度升高到另一温度; 也可以通过搅拌做功的方式, 使水温从某一相同的温度升高到同一温度. 第一种方式是通过外界对系统传递热量(能量转移)来完成的, 第二种方式是通过外界对系统做功(能量转换)来完成的, 二者方式不同, 却都可以使系统状态发生相同的变化, 这表明, 就系统状态的变化而言, 热传递和做功是等效的.

系统和外界由于温度不同而进行交换或传递的能量称为热量. 热量是两个温度不同的物体相互接触所发生的能量转移或传递的量度, 它用来表示在热传递这种特定过程中传递能量的多少. 大量实验结果表明, 在一般情况下, 对于给定的初态和末态, 对不同的过程, 传递的能量不同, 因而, 热量和功一样是过程量而非状态量. 因此, 我们不能说系统处于某一状态时具有多少热量.

但是做功和热量传递在本质上是有所区别的, 做功是通过物体作宏观位移来完成的. 做功的结果是宏观物体的有规则运动, 通过分子间的碰撞, 改变系统内部分子的无规则运动, 将宏观的机械运动能量转换为分子的热运动能量. 热量传递是通过分子之间的相互碰撞, 将外界分子无规则运动的能量传递给系统内分子, 使系统分子热运动能量发生改变.

❖ 9.3 内能 热力学第一定律 ❖

自然界中的一切物质(实物和场)都具有能量,能量有各种不同的形式.大量实验结果表明,能量既不能创造,也不能消灭,它只能够由一种形式转化为另一种形式,或由一个物体转移到另一个物体.对孤立系统,能量在转化和转移的过程中,其总量保持不变.这一规律称为**能量守恒定律**,它是自然界中最基本的定律之一.把能量守恒定律用于热力学系统,就能得到功、热量和内能改变量三者之间的关系,这一关系是能量守恒定律在一切涉及热现象的宏观过程中的具体表现.

9.3.1 内能

焦耳的热功当量实验结果表明,在绝热条件下通过各种方式对系统做功,只要系统的初态和末态是一定的,不管通过哪种方式做功,所需做的功都是一样的.这说明系统通过绝热过程从一个状态过渡到另一个状态,做功只与系统的初、末状态有关,而与具体的做功过程和方式无关.由此可引进一由系统状态决定的物理量 E ,使得

$$E_2 - E_1 = -W_a$$

式中, $-W_a$ 表示绝热过程中外界对系统所做的功.满足上述关系的物理量 E 称为系统的**内能**.

内能可表示为系统状态参量的函数,对一般的气体系统,可表示为 $E = E(p, V, T)$.而 p 、 V 、 T 三个状态参量中只有两个是独立的,所以实际上内能只是其中任意两个独立的状态参量的函数.对于理想气体,焦耳-汤姆孙实验表明,内能只是温度的单值函数.

实验表明,把一杯水从温度 T_1 升高到 T_2 ,不论搅拌或加热,外界向系统传递的能量都是相同的.这表明热力学系统初、末两态有一定的能量差,换句话说,系统处在一定的状态就具有一定的能量,这个能量就是系统的内能.

内能是由系统状态决定的,并随状态的改变而改变.一个确定的状态,就对应一个确定的能量值,所以内能是**状态量**,而且是状态的单值函数.

9.3.2 热力学第一定律

假设一个系统经历一个热力学过程,从一个状态过渡到另一个状态.在这个过程中系统从外界吸收热量 Q ,对外界做功 W ,系统内能从初态的 E_1 变化为末态的 E_2 ,则 Q 、 W 与内能改变 $\Delta E = E_2 - E_1$ 三者存在如下关系:

$$Q = E_2 - E_1 + W = \Delta E + W \quad (9.3.1)$$

式(9.3.1)就是**热力学第一定律**,它表明在任何热力学过程中,系统从外界吸收的热量,等于系统内能的增加与系统对外界做的功之和.式中 Q 和 W 分别表示过程中系统从外界吸收的热量和对外所做的功, ΔE 表示初、末状态系统内能的改变量. Q 、 W 和 ΔE 可正可负.其中, $Q > 0$ 表示系统吸热, $Q < 0$ 表示系统放热; $W > 0$ 表示系统对外做正功, $W < 0$ 表示外界对系统做正功; $\Delta E > 0$ 表示系统内能增大, $\Delta E < 0$ 表示系统内能减小.若系统经历一微小的变化过程,在此过程中吸热、做功和内能改变量分别为 dQ 、 dW 和 dE ,则式(9.3.1)可以写成

$$dQ = dE + dW \quad (9.3.2)$$

式中, dQ 是过程中外界向系统传递的热量; dW 是系统对外界做的功; dE 是系统内能的改变量.

热力学第一定律式(9.3.1)可以改写为 $\Delta E = Q - W$, 它将过程量和状态量联系在一起, 并且表明传热和做功在热力学过程中的地位相当, 功和热都是与过程有关的量, 本质上都可作为系统内能改变的度量. 热力学第一定律的本质是关于热现象的能量转化和守恒定律, 是普遍能量转换和能量守恒定律在热现象中的具体化. 能量有不同的形式, 并且可以由一种形式转化为另一种形式, 由一个系统传递给另一个系统, 但总能量保持不变. 历史上曾有很多人企图研制一种装置, 这种装置不要动力和燃料, 但可以不断对外做功, 这种装置被称为**第一类永动机**. 根据热力学第一定律, 制造这种机器的想法是不可能实现的. 所以热力学第一定律又可表述为**第一类永动机是不可能制成的**.

9.3.3 热容量

1. 热容量

使某一物质的温度升高(或降低)1 K 时系统从外界吸收(或放出)的热量, 称为该物质的**热容量**, 用符号 C' 表示, 在国际单位制中其单位是 $J \cdot K^{-1}$. 如果某一物质的质量为 M , 组成该物体的物质的比热为 c , 则该物体的热容量为

$$C' = Mc \quad (9.3.3)$$

使 1 mol 的某物质温度升高(或降低)1 K 时系统从外界吸收(或放出)的热量, 称为该物质的**摩尔热容量**, 用符号 C 表示, 在国际单位制中其单位是 $J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$. 如果该物质的摩尔质量为 M_{mol} , 比热为 c , 则该物质的摩尔热容量为

$$C = M_{mol}c \quad (9.3.4)$$

以上是对液体或固体而言的. 对于气体, 由于给定系统的初态、末态, 它们之间可发生的过程有无数多种, 在不同的过程中, 系统从外界吸收的热量一般是不相等的, 因而热容量对不同的过程也是不相同的. 这表明热容量不仅取决于系统的结构, 而且也取决于具体的过程, 是过程的函数. 对于一个热力学系统, 在给定的过程中, 当温度升高 ΔT , 系统从外界吸收的热量为 ΔQ 时, 系统在给定的该过程中的热容量定义为

$$C' = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta T} = \frac{dQ}{dT} \quad (9.3.5)$$

式(9.3.5)是热容量的一般定义式, 此式对于任意过程都成立, 对于一些具体的过程, 可以由该式给出具体的计算公式. 下面介绍理想气体等体过程中的定容热容量及等压过程中的定压热容量.

2. 定容热容量

对于质量为 M 的某种理想气体, 在体积 V 保持一定($\Delta V = 0$)的条件下, 由热力学第一定律可得 $(\Delta Q)_V = \Delta E$, 根据热容量的一般定义式, 得

$$C'_V = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{(\Delta Q)_V}{\Delta T} = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_V \quad (9.3.6)$$

式(9.3.6)可以进一步写为

$$C'_V = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_V = \frac{dE}{dT} \quad (9.3.7)$$