

高等学校“十二五”规划教材 | 基础课

大学物理学

(下册)

◎主 编 朱长军 翟学军
◎副主编 周光茜 马保科
◎参 编 常红芳 尹纪欣 王晶 王晓娟



西安电子科技大学出版社
<http://www.xduph.com>

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、深广度适当,同时加强经典与前沿、传统与现代、继承与创新的联系,突出了相关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和气体动理论、振动和波、波动光学、狭义相对论、量子物理等.

本书可作为应用型高等院校理工科非物理类专业的教材,也可供文理科相关专业选用.

图书在版编目(CIP)数据

大学物理学.下册/朱长军,翟学军主编.

—西安:西安电子科技大学出版社,2012.2

高等学校“十二五”规划教材.基础课

ISBN 978-7-5606-2710-6

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

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2011)第 255267 号

策 划 戚文艳

责任编辑 戚文艳 杨 璠

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 西安文化彩印厂

版 次 2012年2月第1版 2012年2月第1次印刷

开 本 787毫米×1092毫米 1/16 印 张 16.5

字 数 385千字

印 数 1~3000册

定 价 28.00元

ISBN 978-7-5606-2710-6/O·0118

XDUP 3002001-1

*** 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

大学物理课程是高等院校非物理专业理工科学生的一门重要基础课，它所涵盖的物理学基本概念、基本原理和基本方法不但是学生学习后续专业课程的基础，而且是培养学生综合素质、提高学生科技创新能力的必要知识。

目前我国大学已处在席卷全球的通识教育浪潮之中，随着我国高等教育形势的发展，许多亟待解决的新问题已经摆在物理教学工作面前，其中之一就是编写适合于当代理工科学生的大学物理教材。尽管国内外已出版了许多优秀的大学物理教材，但是，这些教材并不适合于我国所有高等院校的理工科学生。因此，编写适合于应用型本科院校培养目标的大学物理教材便成为一项迫切而艰巨的任务。在萃取国内外优秀大学物理教材精华的基础上，编者融合了多年来的教学经验和体会，针对应用型本科院校人才培养要求和学生的实际情况，编写了这本《大学物理学》教材。本书涵盖了教育部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》的内容，具有如下特点：

1. 在体系完整和结构合理的基础上，强调了高等数学知识、矢量知识在物理学中的应用；同时，编写了与课程内容紧密配套的习题，为学生系统地巩固和掌握教材内容提供了有力的支撑。

2. 在阐述基本概念、基本原理的同时，注重经典与前沿、传统与现代、继承与创新的联系，突出了相关的高新科学技术在实际中的应用。

3. 在内容的编写上注重教材的易教好学，力求提高教材内容的可读性与趣味性，使课程内容易于理解、易于掌握。

本教材适用于 112 学时。

参加《大学物理学》编写工作的有常红芳、尹纪欣、王晶、王晓娟、周光茜、朱长军、翟学军、马保科。全书由朱长军、翟学军统稿并担任主编。

由于编者水平有限，书中不足之处在所难免，欢迎读者和同行专家批评指正。

编 者
2011 年 10 月

目 录

第 9 章 热力学基础	1
9.1 平衡态 态参量 热力学第零定律	1
9.1.1 平衡态 态参量	1
9.1.2 热力学第零定律 温度	2
9.1.3 理想气体状态方程	3
9.2 准静态过程 功 热量	5
9.2.1 准静态过程	5
9.2.2 功	6
9.2.3 热量	7
9.3 内能 热力学第一定律	7
9.3.1 内能	7
9.3.2 热力学第一定律	8
9.3.3 热容量	8
9.4 热力学第一定律的应用	11
9.4.1 等体过程	11
9.4.2 等压过程	11
9.4.3 等温过程	13
9.4.4 绝热过程	13
9.5 循环过程 卡诺循环	17
9.5.1 循环过程	17
9.5.2 热机 热机效率	18
9.5.3 制冷机 制冷系数	21
9.5.4 卡诺循环	22
9.6 热力学第二定律	24
9.6.1 热力学第二定律	24
9.6.2 可逆过程 不可逆过程	26
9.6.3 卡诺定理	27
9.7 熵 熵增原理	27
9.7.1 熵	27
9.7.2 熵变的计算	29
9.7.3 熵增原理	30
习题九	31
第 10 章 气体动理论	35
10.1 物质的微观模型 统计规律	35
10.1.1 物质的微观模型	35
10.1.2 统计规律	36
10.2 理想气体的压强	38

10.2.1 理想气体的微观模型	38
10.2.2 理想气体的压强公式	39
10.2.3 压强公式的统计意义及微观本质	40
10.3 温度的微观解释	41
10.3.1 温度公式及微观解释	41
10.3.2 方均根速率	42
10.4 能量均分定理 理想气体的内能	43
10.4.1 自由度	43
10.4.2 能量均分定理	45
10.4.3 理想气体的内能	45
10.5 麦克斯韦速率分布律	48
10.5.1 速率分布函数的概念	48
10.5.2 麦克斯韦速率分布律	48
10.5.3 三种统计速率	49
10.5.4 麦克斯韦速率分布律的实验验证	52
10.6 气体分子的平均碰撞频率和平均自由程	52
10.7 热力学第二定律的统计意义	55
10.7.1 热力学概率	55
10.7.2 熵与无序	56
习题十	58
第 11 章 机械振动	62
11.1 简谐振动	62
11.1.1 简谐振动的特征	62
11.1.2 描述简谐振动的物理量	65
11.2 旋转矢量图示法	70
11.3 简谐振动的能量	73
11.4 一维简谐振动的合成 拍现象	75
11.4.1 同方向同频率简谐振动的合成	75
11.4.2 同方向不同频率简谐振动的合成 拍	77
习题十一	79
第 12 章 机械波和电磁波	82
12.1 机械波的基本特征	82
12.1.1 机械波产生的条件	82
12.1.2 横波与纵波	82
12.1.3 波的几何描述	83
12.1.4 描述波动的基本物理量	84
12.2 平面简谐波波函数	87
12.2.1 平面简谐波波函数	87
12.2.2 波函数的物理意义	88
12.3 波的能量 能流密度	91
12.3.1 波的能量	91

12.3.2	平均能流密度矢量	93
12.3.3	平面波和球面波的振幅	93
12.4	惠更斯原理 波的衍射	95
12.5	波的叠加原理 波的干涉	96
12.5.1	波的叠加原理	96
12.5.2	波的干涉	96
12.6	驻波 相位突变	99
12.6.1	驻波实验	99
12.6.2	驻波方程	100
12.7	多普勒效应	104
12.8	电磁波的产生及基本性质	108
12.8.1	电磁波的产生与传播	109
12.8.2	平面电磁波的特性	110
12.8.3	电磁波的能量	111
习题十二		112
第 13 章	波动光学	115
13.1	光的电磁理论	115
13.1.1	光的微粒学说与波动学说之争	115
13.1.2	光的电磁理论	116
13.2	光源 光波的叠加	118
13.2.1	光源 普通光源的发光机制	118
13.2.2	光波的叠加	119
13.2.3	从普通光源获得相干光的方法	121
13.3	光程 光程差	122
13.3.1	光程	122
13.3.2	相位差与光程差的关系	123
13.4	双缝干涉	126
13.4.1	杨氏双缝干涉实验	126
13.4.2	洛埃德镜干涉实验	132
13.5	薄膜干涉	133
13.5.1	等倾干涉	134
13.5.2	劈尖干涉	137
13.5.3	牛顿环	141
13.6	光波的衍射	145
13.6.1	光的衍射现象	145
13.6.2	惠更斯-菲涅耳原理	147
13.6.3	单缝夫琅禾费衍射	148
13.6.4	圆孔的夫琅禾费衍射 光学仪器的分辨本领	153
13.7	光栅衍射及光栅光谱	157
13.7.1	光栅衍射	157
13.7.2	光栅光谱和光栅的色分辨本领	161
13.7.3	干涉和衍射的区别和联系	162

13.8 光的偏振	164
13.8.1 横波的偏振性	164
13.8.2 偏振光的产生与检验	168
习题十三	172
第 14 章 狭义相对论基础	177
14.1 经典力学的基本原理 伽利略变换	177
14.1.1 经典力学的相对性原理	178
14.1.2 伽利略变换	178
14.1.3 经典力学的时空观	179
14.1.4 迈克耳孙—莫雷实验	180
14.2 狭义相对论的基本原理 洛伦兹变换	182
14.2.1 狭义相对论的基本原理	182
14.2.2 洛伦兹坐标变换	183
14.2.3 洛伦兹速度变换	185
14.3 狭义相对论的时空观	187
14.3.1 同时性的相对性	187
14.3.2 运动方向长度的收缩效应——空间度量的相对性	189
14.3.3 运动的时间膨胀——时间度量的相对性	190
14.3.4 因果关系的绝对性	192
14.4 相对论的动力学基础	193
14.4.1 相对论的质量、动量和动力学基本方程	193
14.4.2 相对论中的质量能量关系	195
14.4.3 质能公式在原子核裂变和聚变中的应用	196
14.4.4 相对论的动量、能量关系	200
习题十四	200
第 15 章 量子物理基础	203
15.1 量子概念的诞生	204
15.1.1 黑体辐射	204
15.1.2 黑体辐射的实验规律	205
15.1.3 能量子假说	207
15.2 光的波粒二象性	208
15.2.1 光电效应	209
15.2.2 康普顿效应	214
15.3 实物粒子的波粒二象性	218
15.3.1 德布罗意物质波假设	218
15.3.2 德布罗意物质波的实验验证	218
15.4 不确定关系	221
15.5 波函数 薛定谔方程	222
15.5.1 实物粒子的波函数	223
15.5.2 薛定谔方程	223
15.6 一维无限深势阱和势垒	227

15.6.1	一维无限深势阱	227
15.6.2	一维势垒	230
15.6.3	扫描隧道显微镜	232
15.7	氢原子的量子力学简介	234
15.7.1	氢原子的光谱规律	234
15.7.2	氢原子的薛定谔方程	235
15.7.3	氢原子中电子的概率分布	237
15.8	多电子原子中电子的分布	238
15.8.1	电子自旋	238
15.8.2	四个量子数	239
15.8.3	原子的壳层结构	239
15.8.4	能量最低原理	240
15.8.5	泡利不相容原理	241
	习题十五	241
	参考答案	245
	参考文献	253

第9章 热力学基础

热力学是研究热现象的宏观理论,它不涉及物质的微观结构.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,我们将以此为基础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.本章及下一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:对于一个孤立系统,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份有关的性质, 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, 一般可用气体状态参量的下列三个量来表征: 气体所占的体积(V)、压强(p)、温度(T). 这三个状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. 一组参量值表示气体的某一平衡态, 而另一组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.

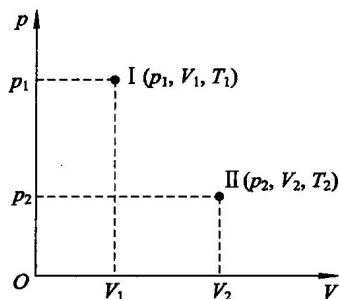


图 9.1.1 表示平衡态的 $p-V$ 图

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

如图 9.1.2(a) 所示, 先把系统 A、B 用绝热壁隔开, 之后让它们通过导热壁同时与处于确定状态的热源 C 产生热接触. 当达到热平衡(即 A、B 与 C 之间不再有热交换)后, 使 A、B 与热源 C 绝热, 而让 A 与 B 产生热接触, 如图 9.1.2(b) 所示. 实验发现, A 与 B 热接触后观察不到任何状态变化, 即它们在相互接触前已经处于热平衡. 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.

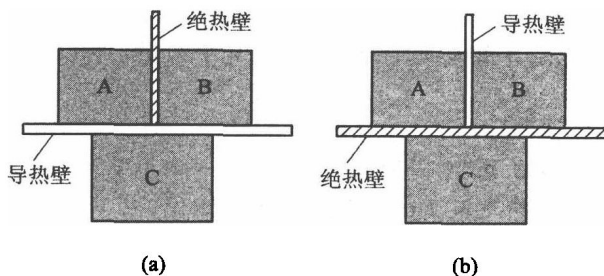


图 9.1.2 热力学第零定律图解

2. 温度

热力学第零定律的实质在于：两个互为热平衡的系统必然具有一个共同的宏观性质。我们将描述这一共同宏观性质的态参量称为**温度**。

根据热力学第零定律，我们可以选择适当的系统作温度计，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状态参量显示出来。原则上讲，任意物质的任一随冷热显著而单调变化的物理性质所对应的状态参量，都可用来定量显示温度。温度的这种数值表示法叫做**温标**。由于各种物质的各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。

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，叫做**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)。

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，我们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。

9.1.3 理想气体状态方程

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：

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

这个方程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。

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)、压强不太大(与大气压强相比)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 ，则物质的量

$\nu = m/M$), 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

$$\frac{pV}{T} = \frac{p_0 V_0}{T_0} \quad (9.1.3)$$

式中, p_0 , V_0 , T_0 是标准状态的相应量, 其中 $p_0 = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$, $T_0 = 273.15 \text{ K}$, $V_0 = \nu V_{m,0}$, 其 $V_{m,0}$ 是标准状态下 1 mol 理想气体的体积, $V_{m,0} = 22.4 \text{ L}$. 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(9.1.3), 可得到

$$pV = \frac{m}{M}RT \quad \text{或} \quad pV = \nu RT \quad (9.1.4)$$

此即理想气体状态方程. 式中, R 是摩尔气体常量, 且

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

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 氧气瓶的压强降到 10^6 Pa 即应重新充气, 以免混入其他气体而需洗瓶. 今有一瓶氧气, 容积为 32 L , 压强为 $1.3 \times 10^7 \text{ Pa}$, 若每天用 10^5 Pa 的氧气 400 L , 问此瓶氧气可供多少天使用? 设使用时温度不变.

解 根据题意, 可确定研究对象为原来气体、每天用去气体和剩余气体, 这三部分气体的状态参量分别为 (p_1, V_1, m_1) , (p_2, V_2, m_2) , (p_3, V_3, m_3) , 使用时的温度为 T , 氧气的摩尔质量为 32 g/mol . 设可供 x 天使用, 则原有量 $= x \times$ 每天用量 $+ 剩余量$, 分别对这三部分气体列出状态方程, 有

$$p_1 V_1 = \frac{m_1}{M}RT, \quad p_2 V_2 = \frac{m_2}{M}RT, \quad p_3 V_3 = \frac{m_3}{M}RT$$

$$V_1 = V_3$$

且

$$m_1 - m_3 = x m_2$$

所以

$$x = \frac{m_1 - m_3}{m_2} = \frac{(p_1 - p_3)V_1}{p_2 V_2} = 9.6 \text{ 天}$$

例 9.1.2 一容器内储有质量为 0.100 kg , 压强为 10 atm , 温度为 47°C 的氧气. 因容器漏气, 过一段时间后, 压强减到原来的 $5/8$, 温度降到 27°C . 若把氧气近似看作理想气体, 已知氧气的分子量为 32 . 问:

(1) 容器体积为多大?

(2) 漏去了多少氧气?

解 (1) 根据理想气体状态方程

$$pV = \nu RT = \frac{m}{M}RT$$

可得容器的体积为

$$V_1 = \frac{m_1 R T_1}{M p_1} = 8.31 \times 10^{-3} \text{ m}^3$$

(2) 末态压强 $p_2 = 10 \times \frac{5}{8} = 6.25 \text{ atm}$, 温度 $T_2 = 300 \text{ K}$, 体积 $V_2 = 8.31 \times 10^{-3} \text{ m}^3$. 根据理想气体状态方程, 可得末态氧气的质量 m_2 为

$$m_2 = \frac{Mp_2V_2}{RT_2} = 6.67 \times 10^{-2} \text{ kg}$$

漏掉的氧气的质量为

$$m_1 - m_2 = 0.033 \text{ kg}$$

❖ 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.

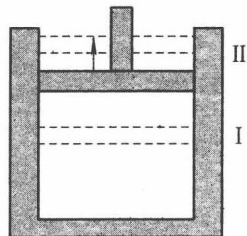


图 9.2.1 热力学过程

但是, 如果系统在初末两平衡态之间所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, 因此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.

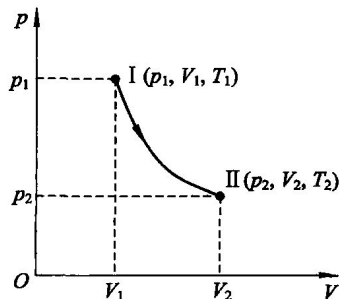


图 9.2.2 过程曲线

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. 我们首先讨论有关功的问题.

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, 假设气缸中的气体做准静态膨胀, 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(见图 9.2.4)上, 元功 dW 对应于 $p-V$ 图中过程曲线下系统体积在 $V \rightarrow V+dV$ 间的窄条面积, 从 $V_1 \rightarrow V_2$ 系统对外界做的总功就等于过程曲线下从 $V_1 \rightarrow V_2$ 的总面积.

系统从同一初态 I 出发, 经过两个不同的准静态过程 I a II 和 I b II, 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, 如图 9.2.4 所示. 所以, 功是一个与过程有关的量, 称为**过程量**.

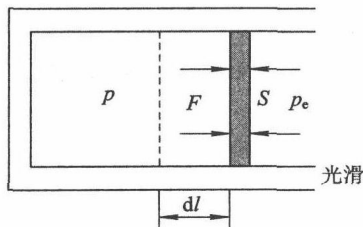


图 9.2.3 体积功

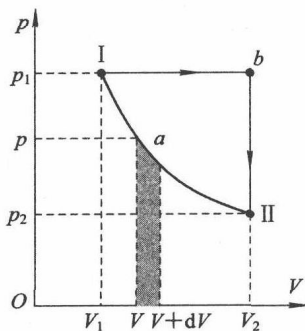


图 9.2.4 过程曲线和功

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, 并随状态改变而发生改变. 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:

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

上式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 and 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. $Q > 0$ 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

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

其中, 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, 能量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/K. 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_m 表示, 在国际单位制中其单位是 J/(mol · K). 如果该物质的摩尔质量为 M , 比热为 c , 则该物质的摩尔热容量为

$$C_m = Mc \quad (9.3.4)$$

上面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

$$C = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta T} = \frac{dQ}{dT} \quad (9.3.5)$$

上式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

$$C_V = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{(\Delta Q)_V}{\Delta T} = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_V \quad (9.3.6)$$

上式可以进一步写为

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

即

$$dE = C_V dT \quad (9.3.8)$$

对一个有限过程，温度从 T_0 变化到 T ，有

$$\int_{E_0}^E dE = \int_{T_0}^T C_V dT \quad (9.3.9)$$

C_V 是常数，与过程无关，积分得

$$E = E_0 + C_V(T - T_0) \quad (9.3.10)$$

由上式可以看出，一定量的理想气体的内能增量 ΔE 仅与温度的增量 ΔT 有关。因此一定量的理想气体无论经过怎样的变化过程，只要温度增量相同，内能的增量就相同。换言之，理想气体内能的改变只与初、末状态的温度改变有关，与状态变化的过程无关。这说明，理想气体的内能 E 只是温度 T 的单值函数。

1 mol 物质的定容热容量，称为定容摩尔热容量，记作 $C_{V,m}$ ：

$$C_{V,m} = \frac{1}{\nu} C_V = \frac{1}{\nu} \left(\frac{dQ}{dT} \right)_V \quad (9.3.11)$$

3. 定压热容量

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

$$C_p = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{(\Delta Q)_p}{\Delta T} = \frac{dE}{dT} + p \frac{dV}{dT} \quad (9.3.12)$$

理想气体的内能只是温度 T 的单值函数，所以有

$$C_p = \frac{dE}{dT} + p \frac{dV}{dT} \quad (9.3.13)$$