



普通高等教育“十二五”规划教材
21世纪高等学校物理学精品教材

大学物理学 第二卷 大学物理 (下)

黄致新 潘武明 王建中 熊水兵 主编



科学出版社

普通高等教育“十二五”规划教材
21 世纪高等学校物理学精品教材

大学物理学 第二卷
大学物理（下）

黄致新 潘武明 主编
王建中 熊永兵

科 学 出 版 社

北 京

版权所有，侵权必究

举报电话：010-64030229；010-64034315；13501151303

内 容 简 介

本书是根据教育部制定的《理工科非物理类专业大学物理课程教学的基本要求》编写的。为适应新课程改革以后大学物理教学的需要，做好大学物理与中学物理教学的衔接工作，本书对传统教学体系的内容进行了调整、扩充，力图在加强学生理论基础的同时，着重培养学生的科学思维能力和科学思维方法。

全书分上、下两册，上册包括力学和电磁学，下册包括热学、光学基础以及近代物理部分。

本书可作为高等学校理工科专业以及师范院校非物理专业的大学物理教材，也可供成人教育以及自学考试人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理学. 第2卷, 大学物理. 下/黄致新等主编. —北京: 科学出版社, 2014.12

普通高等教育“十二五”规划教材 21世纪高等学校物理学精品教材
ISBN 978-7-03-042997-1

I. ①大… II. ①黄… 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(2014)第309305号

责任编辑：王雨舸 / 责任校对：刘亚琦

责任印制：高 嵘 / 封面设计：蓝 正

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街16号

邮政编码：100717

http://www.sciencep.com

武汉市首壹印务有限公司 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2015年1月第 一 版 开本：787×1092 1/16

2015年1月第一次印刷 印张：12

字数：276 000

定价：28.80 元

(如有印装质量问题，我社负责调换)

前 言

物理学是研究宇宙间物质存在的基本形式以及物质的性质、运动、相互作用、相互转化等基本规律的科学。由于其研究的对象是普遍的，研究的规律是基本的，物理学成为自然科学的带头学科。近代科学技术发展的历史表明，物理学也是技术革命的先导，因为人类历史上几次技术革命均是由物理学引发的。另外，以相对论和量子论为基础的物理学描绘了物质世界的一幅完整图像，它揭示出各种运动形式的相互联系与相互转化，充分体现了世界的物质性与物质的统一性，因此物理学也是科学的世界观和方法论的基础。

对于理工科（非物理专业的）学校低年级学生，全面系统地学习物理学的基本知识，掌握物理学的基本规律和基本的研究方法，将会使其科学素养得到进一步提升，科学思维方法得到更好的掌握，科学思维能力得到进一步加强。因此，大学物理已成为综合性大学以及高等师范院校理工科（非物理专业）低年级学生的一门重要的基础课程。但是，由于科学技术的迅猛发展，时代的不断进步，学生从中学进入大学之后存在许多的不适应性，物理教学衔接方面也存在许多问题。为了解决这些问题，新编了《大学物理》，在编写过程中注意了以下几点。

（1）由于新课程改革的不断推进，学生在高中生阶段学习物理课程时采用的是模块选修方式，有的学生没有选修热学部分内容，有的学生没有选修光学部分内容，为了方便老师教学，也为了让学生从整体上认识和掌握物理学的思想和方法，在编写《大学物理》时重点介绍了热学及光学部分的相关内容。

（2）为了适应大学物理课程学时减少的要求，在保证课程理论的系统性、完整性、科学性的前提下，精选内容、减少篇幅，教材编排采用分篇进行的方式，任课教师可以针对不同专业的要求，适当选取合适的内容来进行教学。对于打*号的内容，教师也可以灵活选用。

（3）为了使能够学好物理学，在注重阐明基本物理概念、基本物理规律和基本物理方法的同时，在每一篇的开头还对物理学的发展以及相关物理知识的框架进行了系统的描述。

（4）为了使能够适应时代发展的要求，在本书编写的过程中重点介绍了近现代物理知识的内容。一方面把相对论和量子理论作为重点放在第五篇单独进行介绍，另一方面尽量把物理学和现代高科技的发展以及学科发展前沿进行关联。

（5）为了培养学生的科学思维方法，提高学生分析问题和解决问题的能力，本书中精选了部分例题，并在每一章后列出了若干思考题。

本书分上、下两册：上册包括力学、电磁学，下册包括热学、光学基础、近代物理。近代物理部分主要包括相对论基础和量子理论基础部分。对于新时代的大学生，学习和掌握一些相对论基础和量子理论基础的内容，对于其形成科学的世界观，掌握科学的方法论是有帮助的，因此也适当加强了关于这部分内容的介绍。

参与本书编写的有潘武明（第一篇力学，第三篇热学）、王建中（第二篇电磁学）、熊水兵（第四篇光学基础）、黄致新（第五篇近代物理）。全书由黄致新负责统稿和定稿。在本书的编写过程中，华中师范大学物理科学与技术学院课程与教学论及学科教学（物理）方向的部分硕士研究生参与了插图绘制等工作。

本书的编写，得到了华中师范大学物理科学与技术学院的领导以及讲授大学物理课程的老师的大力支持，特别是王恩科教授、刘守印教授、胡响明教授等对本书的编写和出版给予了极大的关心和支持。科学出版社的同志为本书的出版做了大量的工作。本书在编写的过程中，编者参阅了大量的参考书籍。在此谨向以上各位表示衷心的感谢！

由于编者水平有限，书中的不妥之处在所难免，恳请读者批评指正。

编 者

2014 年秋

于武昌桂子山

目 录

前言

第三篇 热 学

第 12 章 热力学概论	3
12.1 热力学第零定律	3
12.2 理想气体状态方程	4
12.3 热力学第一定律	6
12.4 热力学第一定律对理想气体的应用	11
12.5 卡诺循环	14
12.6 热力学第二定律	17
*12.7 熵与熵增加原理	21
思考题	27
习题	28
第 13 章 分子运动论	31
13.1 理想气体的压强与温度	31
13.2 能量按自由度均分定理	35
*13.3 范德瓦耳斯方程	37
13.4 麦克斯韦速率分布律	40
*13.5 玻尔兹曼分布	42
13.6 平均自由程及内迁移现象	44
思考题	50
习题	50

第四篇 光 学 基 础

第 14 章 几何光学基础	55
14.1 几何光学的基本定律	55
14.2 费马原理	58
14.3 发光点、光束、物和像	59
14.4 光在单球面上的折射和反射	61
14.5 薄透镜的成像公式	74
14.6 光度学的基本概念	79
思考题	84
习题	86

第 15 章 波动光学	89
15.1 偏振光和自然光	89
15.2 反射光和折射光的偏振	93
15.3 光的双折射现象	94
15.4 光波的叠加光程	97
15.5 双缝干涉	100
15.6 等厚干涉和等倾干涉	104
15.7 迈克耳孙干涉仪 时间相干性	110
15.8 惠更斯-菲涅耳原理	114
15.9 单缝和圆孔的夫琅禾费衍射	116
15.10 光栅衍射 X 射线衍射	122
思考题	128
习题	130

第五篇 近代物理

第 16 章 相对论基础	137
16.1 力学的相对性原理 伽利略变换	137
16.2 狭义相对论的基本假设 洛伦兹变换	139
16.3 狭义相对论的时空观	143
16.4 相对论动力学基础	148
16.5 广义相对论简介	152
思考题	155
习题	155
第 17 章 量子理论基础	157
17.1 黑体辐射 普朗克的量子假设	157
17.2 光电效应 爱因斯坦光量子假设	161
17.3 康普顿效应	165
17.4 氢原子光谱 玻尔理论	168
17.5 德布罗意假设与电子衍射实验	172
17.6 不确定关系	176
思考题	178
习题	179
习题答案	181
附录 1 基本物理常量	185
附录 2 国际单位制	186

第三篇 热 学

热学主要是研究由大量分子组成的系统所遵循的物理规律。由于分子数目巨大,所以描述系统变化规律的方法也要发生变化。本篇主要从两个方面来讨论热力学系统:其一是以实验为基础,采用整体热力学参量(如温度、压强、体积)来描述系统状态变化规律,这种方法特点是不考虑微观分子的运动情况,重点研究系统热力学参量的变化规律;从本质上说就是研究系统的统计规律,这种方法也称为宏观热力学;其二是以分子运动论为基础,讨论系统温度、压强等的本质,从微观上理解大量分子组成系统的统计规律,也称为微观方法。这两种研究方法有机地结合才能使我们热现象有较完整的认识。

第 12 章 热力学概论

热力学是研究大量分子所组成的热力学系统所发生的热现象和热运动规律的一门学科，它是以实验观察为基础建立起来的。其特点是在实验观察的基础上用科学推理的方法从宏观角度探索热力学系统各种物理参量的性质和它们之间的关系，以及热运动满足的基本规律。因此，热力学实际上是实验科学的直接结果，具有普适性。但是，由于不涉及系统的微观结构，所以热力学在认识热现象的本质上的欠缺深度。统计物理学从系统的微观结构出发，研究大量分子构成的系统所服从的统计规律，补充了热力学方法的不足，使我们对热现象的本质有进一步的了解。

12.1 热力学第零定律

12.1.1 平衡态及状态参量

一个热力学系统在不外界影响的条件下，如果它的宏观性质不随时间变化，就称这个系统处于热平衡状态。实验表明，任何系统不受外界影响时，经过一段时间后它的状态必定会达到平衡态，而且系统一旦达到平衡态以后，它的宏观状态将永远地保持这个状态，只有受到外界影响时，热力学平衡才会破坏。例如，把一封闭容器分成 A 和 B 两部分， A 部分贮有气体， B 部分为真空。当把中间隔板抽去后， A 部分的气体会向 B 部分运动，如图 12-1 所示。开始时，气体内部各处的状态是不均匀的，经过一段时间后，容器内各处的气体就会达到均匀一致的状态。如果没有外界的影响，容器内的气体将始终保持这一状态，不再发生宏观变化，这个状态就是平衡态。

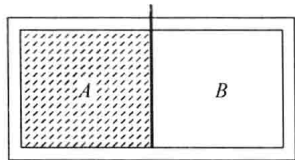


图 12-1

应当注意，热力学平衡态是热运动的一种特殊形式，处于平衡态的系统，它们内部的分子或原子仍在不停地运动，但是运动的平均效果不变，这种平均效果不变在宏观上表现为系统达到平衡态。因此，热力学平衡是一种动平衡，称之为热动平衡。

当一个系统达到平衡态时怎样去描述它呢？设想有一定质量的某种气体封闭在一定体积的容器内，并对它加热。可以发现，气体对容器的压力增加了。若将此气体固定在一定的压力下加热，则它的体积会膨胀。由此看出，气体的压强和体积可以独立地变化，但当气体的体积和压强都确定时，气体的状态也确定了。由此可见，一定质量的气体需要用体积和压强两个参量描述它的状态。

如果研究的系统是混合气体，仅用体积和压强两个参量描述气体的状态还不够，还

需要用到化学成分的参量,即用每种成分的摩尔数或质量来表示。总体来说,一般情况下,需要用几何参量、力学参量、化学参量来描述气体的宏观状态。实际问题中,需要根据不同的系统适当地选择参量来描述系统的平衡态。

12.1.2 热力学第零定律

假定有两个物体,它们各自达到了平衡态,现在让它们互相接触,使它们之间能够发生热交换。一般来说,由于两物体之间有热交换存在,这两个物体的平衡态都会被破坏,它们的状态都会发生改变。实验表明,经过足够长的时间后,两个物体之间不再有热交换,状态也不随时间变化,两个物体最后达到共同的平衡态。这时,若将它们分开,这两个物体也会各自保持这个状态不变。

现在进一步取三个热力学系统 A , B 和 C 做实验。将 A 放在 B 和 C 的中间进行热交换,经过一段时间后, A 与 B , A 与 C 都将达到热平衡。此时若把 B 和 C 进行热接触,就会发现 B 与 C 的状态都不会发生变化,证明 B 和 C 也是处于同一个平衡态。由此得出结论,如果两个系统都与第三个热力学系统处于热平衡,则这两个系统彼此也必定处于热平衡,这个结果通常叫做热力学第零定律。

由热力学第零定律知道,处在相互热平衡的系统必定拥有某一个共同的特征量,物理学把描述相互热平衡系统的共同特征量叫做温度。热力学第零定律不仅给出了温度的概念,并且给出了测量温度的方法。因为处于相互热平衡的一切系统都有相同的温度,所以,测量物体的温度时,只需要取某一物体的平衡态作为温度的标准,让它和待测物体相互接触,达到热平衡以后就可以知道待测物体的温度了,这个作为标准的物体就称为温度计。

12.2 理想气体状态方程

12.2.1 理想气体状态方程

对于一定质量的气体,在温度固定不变的条件下,实验表明,气体的体积 V 与压强 p 的乘积是一个常数

$$pV = C \quad (12-1)$$

常数 C 对不同的温度有不同的值,这个关系称为玻意耳定律。实验还表明,如果保持气体的体积不变,那么一定质量气体的压强与温度有下列关系

$$\frac{p}{T} = C_1 \text{ 或 } \frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2} \quad (12-2)$$

这里 p_1 与 p_2 分别为体积不变条件下,两个不同温度 T_1 与 T_2 所对应的压强,这个结果也称为查理定律。大量的实验证明,不管什么样的气体,只要它的压强不太高、温度不太低,都以相当高的精度遵守玻意耳定律和查理定律。所以这两个定律反映了一切气体的共同性质,而不是某一种气体的特殊性质。气体的压强越低,玻意耳定律与查理定律的精度就越高,把完全遵守玻意耳定律和查理定律的气体称为理想气体。理想气体也是一

种理想的模型, 从上面的讨论知道实际气体只有在温度不太低、压强不太高的情况下才能看成理想的气体。

综合前面的讨论, 一方面热力学系统的平衡态可以用系统的压强与体积来描述; 另一方面, 对于每一个平衡态系统都具有确定的温度。由此推断温度与压强以及体积之间必然存在一定的联系。对于一定质量的气体, 如果用压强 p 和体积 V 描述平衡态, 那么温度 T 就应当是压强 p 和体积 V 的函数, 即

$$T = f(p, V) \quad \text{或} \quad F(T, p, V) = 0 \quad (12-3)$$

这样的关系式称为气体的状态方程。

设有一定质量的理想气体, 由一个平衡态 (T_1, p_1, V_1) 变化到另一个平衡态 (T_2, p_2, V_2) , 这个变化可以分两步来完成。第一步保持气体的体积 V 不变, 而使气体的温度与压强分别变成 T_2 和 p'_2 , 按照查理定律

$$p'_2 = p_1 \frac{T_2}{T_1} \quad (12-4)$$

第二步保持气体的温度 T_2 不变, 而系统的压强和体积从 (p'_2, V_1) 变到 (p_2, V_2) 。按照玻意耳定律

$$p'_2 V_1 = p_2 V_2 \quad (12-5)$$

将式 (12-4) 代入式 (12-5), 得

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} = C \quad (12-6)$$

式 (12-6) 称为理想气体的状态方程, 其中, C 是一个常数。

如果是 1mol 气体, 则 C 可用 R 表示, 称为理想气体普适常数, 即

$$R = \frac{p_1 V_1}{T_1} \quad (12-7)$$

在标准状态下, $p_1 = 101325 \text{ Pa}$, $T_1 = 273.15 \text{ K}$, $V_1 = 22.41 \times 10^{-3} \text{ m}^3 / \text{mol}$, 由此算出

$$R = 8.31 \text{ J / K} \quad (12-8)$$

如果气体的质量为 M , 摩尔质量为 μ , 则 $C = \frac{M}{\mu} R$, 因此式 (12-6) 还可以表示成

$$\frac{pV}{T} = \frac{M}{\mu} R = \nu R \quad (12-9)$$

例 12-1 一容器内储有氧气 0.100kg, 压强为 10^6 Pa , 温度为 47°C , 因容器漏气, 过一段时间后压强减为原来的 $5/8$, 温度降到 27°C 。求漏了多少氧气, 已知氧气的相对分子质量为 32。

解 (1) 利用状态方程, 由初状态求出容器的体积

$$V = \frac{MRT}{\mu p} = \frac{0.1 \times 8.31 \times (273 + 47)}{32 \times 10^{-3} \times 10^6} = 8.31 \times 10^{-3} (\text{m}^3)$$

(2) 由后一状态求容器内剩下的氧气质量

$$M' = \frac{\mu p' V}{T'R} = \frac{32 \times 10^{-3} \times \frac{5}{8} \times 10^6 \times 8.31 \times 10^{-3}}{(273+27) \times 8.31} \approx 0.067(\text{kg})$$

所以氧气漏出的质量

$$M - M' = 0.1 - 0.067 = 0.033(\text{kg})$$

12.2.2 混合理想气体的状态方程

上面讨论的是化学成分单一的理想气体,但在许多实际问题中会遇到有几种化学成分组成的混合气体。道尔顿(Dalton)最先成功地总结出混合气体压强的特点,指出混合气体的总压强,等于混合气体内每一组分气体产生的分压之合,即

$$p = p_1 + p_2 + \cdots + p_n = \sum p_i \quad (12-10)$$

式中, p_i 就是混合气体内某一化学组分气体所产生的压强,式(12-10)称为道尔顿分压定律。大量实验表明,只有在混合气体的压强较低时,道尔顿定律才能准确地成立。换句话说,道尔顿定律仅适用于理想气体。

对于混合气体内第 i 组分的气体,状态方程成立

$$p_i V = \frac{M_i}{\mu_i} RT$$

将所有组分的气体状态方程相加得

$$(p_1 + p_2 + \cdots + p_n)V = \left(\frac{M_1}{\mu_1} + \frac{M_2}{\mu_2} + \cdots + \frac{M_m}{\mu_m} \right) RT \quad (12-11)$$

利用道尔顿分压定律(式(12-10)),等式左边的求和就是混合气体的总压强 p ,右边的求和为混合气体的道尔顿数,记为 ν

$$\nu = \frac{M_1}{\mu_1} + \frac{M_2}{\mu_2} + \cdots + \frac{M_n}{\mu_n} \quad (12-12)$$

将式(12-12)代入式(12-11),得

$$pV = \nu RT \quad (12-13)$$

这就是混合气体的状态方程,从形式上看它与单一化学成分理想气体状态方程没有什么区别,但物理含义完全不同。

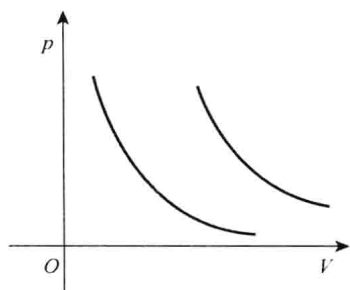
12.3 热力学第一定律

12.3.1 准静态过程

当系统由某个平衡态开始变化,原来的平衡被破坏,需要经过一段时间后才能达到新的平衡态,这段时间称为弛豫时间。如果变化过程进行得太快,系统在还没有达到平衡前又继续下一个变化,这样的系统必然经历了一系列非平衡态,相应地把这样的过程称为非静态过程。假如系统从一个平衡态变化到另一个新的平衡态过程中,每一时刻系

统都处于平衡态,称这样的过程为静态过程。静态过程当然是一个理想的过程,在实际问题中,如果状态变化相对缓慢,以致下一个变化来之前系统已达到平衡状态,这样的过程可以视为准静态过程。

准静态过程可用 p - V 图表示,如图 12-2 所示。曲线上的任一点都代表平衡态,图上的每一条曲线表示一个准静态过程。在后面的讨论中如果不做特别的说明,所有的热力学过程都是指的准静态过程。

图 12-2 用 p - V 图表示准静态过程

12.3.2 热功

设一定质量的气体封闭在有活塞的圆筒中。假如活塞的面积为 S , 活塞施于气体的压强为 p' , 当活塞移动 $d l$ 距离时活塞对气体做功

$$dA = p'Sdl = -p'dV$$

前面的负号是因为系统的体积减小 ($dV < 0$), 参见图 12-3。

显然, 一般情况下 p' 很难计算。然而在准静态过程中, 由于气体每一时刻都与外界达到平衡态, 这样, 在不计摩擦时, p' 就等于气体的压强 p , 于是, 当气体从体积 V_1 变化到 V_2 过程中外界对系统做功

$$A = \int dA = - \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad (12-14)$$

在准静态过程中, 系统对外界做功就应该等于外界对系统做功的负值。系统对外界做功的量值也可以用 p - V 曲线表示。如图 12-4 所示, 假定系统从初态 A 变化到末态 B , 在 p - V 图上连接 A 和 B 两点的曲线就代表系统所发生的准静态过程, 而曲线与横坐标轴以及初、末态体积直线所围成的面积 (图中阴影部分) 就是这个过程中系统对外界做功的量值 (因为面积总是正的, 而功是可正可负的)。

对于给定的初态 A 与末态 B , 可以选择不同的热力学过程达到。如图 12-5 所示, 图中实线与虚线代表两个不同的热力学过程。显然, 这两条曲线与横坐标以及初、末态体积直线所包围的面积是不同的, 这意味着沿不同的热力学过程从 A 态变化到 B 态的过程中, 系统对外界所做的功是不一样的。换句话说, 系统对外界做功与具体的过程有关, 不是由系统的初、末两个状态确定的。

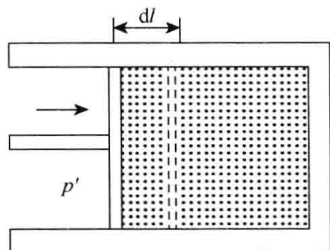


图 12-3 热功实例

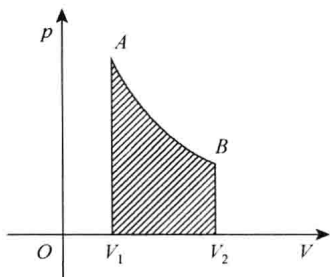
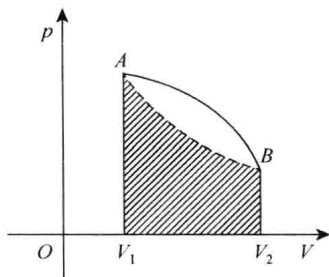
图 12-4 用 p - V 图表示热功

图 12-5 热功与过程有关

12.3.3 热量

除了做功能使系统的状态发生变化以外,热传递也能使系统的状态发生变化。例如,将温度不同的两物体 A 和 B 互相接触后,热的物体会变冷,冷的物体会变热,最后达到热平衡, A 和 B 具有相同的温度。这个例子中,物体的状态改变是因为有热量从高温物体传递给低温物体引起的。

将系统从一个状态变化到另一个状态,可以仅用做功的方法,也可以仅用热传递的方法。既然两种完全不同的方法都能引起相同的变化,那么做功与热传递之间必定有某种联系。历史上焦耳做了大量的热功当量实验,最后指出,一定热量的产生或消失总是伴随着等量的其他某种形式能量的消失或产生。这说明热量和功一样都是能量转化的一种形式,在能量转化过程中,一定量的功相当于一定量的热量,同时也说明了热量传递也是与过程有关的物理量。

物体温度每升高 1K 所吸收的热量称为物体的热容量,用 C' 表示为

$$C' = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta T} = \frac{dQ}{dT} \quad (12-15)$$

或者

$$dQ = C' dT \quad (12-16)$$

对于定容过程,物体的体积不变,我们把 C' 改写成 C'_V , 并称它为定容热容量,这时式 (12-16) 可表述为

$$dQ = C'_V dT \quad (12-17)$$

如果气体的摩尔数为 ν , 那么可以将 C'_V 进一步记为 $C'_V = \nu C_V$, 这里 C_V 为摩尔定容热容量。利用这一概念,式 (12-17) 可进一步改写成

$$dQ = \nu C_V dT \quad (12-18)$$

一般情况下 C_V 很复杂,对于理想气体,当温度变化不大时可以视为常量。由于热力学研究的是气体分子的宏观现象,因此在热力学范围内不可能对热容量给出进一步的解释。通过后面的理论分析知道:对于单原子分子的摩尔定容热容量 $C_V = 3R/2$, 这里 R 是理想气体的普适常数。对于大多数双原子分子,常温时的摩尔定容热容量 $C_V = 5R/2$, 高温时的定容热容量 $C_V = 7R/2$, 只有低温时的摩尔定容热容量才是 $3R/2$, 这些理论值与实验数据在理想气体的条件下吻合得很好 (参见表 12-1)。摩尔定容热容量的物理性质以及量值参见表 12-2。

按照式 (12-18), 理想气体从状态 T_1 在定容条件下变到 T_2 过程中吸收的热量为

$$Q = \int dQ = \nu C_V \int_{T_1}^{T_2} dT = \nu C_V (T_2 - T_1) \quad (12-19)$$

同样的道理,将等压变化过程的摩尔热容量记为 C_p , 则等压过程吸热

$$dQ = \nu C_p dT$$

式中, C_p 在温度变化不大时,对于理想气体还是常量,气体从状态 T_1 变到状态 T_2 , 等压过程中理想气体吸热

$$Q = \int dQ = \nu C_p \int_{T_1}^{T_2} dT = \nu C_p (T_2 - T_1) \quad (12-20)$$

表 12-1 常温下几种气体的摩尔定容热容量实验值 (单位: J/(mol·K))

	气体	C_V	C_p	$\gamma = C_p/C_V$
单原子	氦	12.61	20.59	1.63
	氩	12.53	20.90	1.67
双原子	氢	20.47	28.83	1.41
	氮	20.56	28.88	1.40
	一氧化碳	21.2	29.0	1.37
	氧	21.16	29.61	1.40
三个原子以上的分子	水蒸气	27.8	36.2	1.30
	甲烷	27.2	35.6	1.31
	氯仿	63.7	72.0	1.13
	乙醇	79.1	87.5	1.11

表 12-2 几种双原子气体摩尔定容热容量随温度变化 (单位: J/(mol·K))

温度/K	273	473	673	873	1073	1273
氢	20.27	20.89	21.05	21.44	22.12	22.72
氧	21.05	22.46	23.37	25.84	26.84	27.55
氮	20.77	21.12	21.95	23.57	24.75	25.68
一氧化碳	20.77	21.29	22.62	24.04	25.22	26.11

12.3.4 内能

当一个热力学系统不与外界进行热交换时, 系统发生变化的过程叫做绝热过程。焦耳用大量的实验证明了在绝热过程中, 当一个热力学系统从平衡态 1 变化到平衡态 2 时, 不管它所经历的中间状态如何, 系统对外界做功都是一样的。这就是说绝热过程中, 系统对外界所做的功与实施做功的过程和途径无关, 仅由系统初、末状态确定。

在质点力学中曾经指出, 如果外力做功与经过的路径无关, 仅由质点初、末位置确定时, 那么外力就是保守力, 而保守力做功等于系统势能改变的负值。与这种情况类似, 对于热力学系统的平衡状态, 引入一个状态函数叫内能, 用 U 表示。当系统经过一个绝热过程从平衡态 1 变化到平衡态 2 时, 定义系统对外界所做的功等于内能改变量的负值, 即

$$A_{12} = -(U_2 - U_1) \quad (12-21)$$

式中, A_{12} 表示绝热过程中系统所做的功。由此看出, 内能是平衡态的状态函数。由于绝热过程中系统所做的功仅与内能差有关, 因此内能可以相差一个任意常数, 这个任意常数可以由标准平衡态的选择确定, 这与保守力场中零势点选择类似。

从微观结构上看, 内能主要是指气体分子无规则运动的动能, 分子间的相互作用势能, 以及分子内部的各种运动能量。

12.3.5 热力学第一定律

通常情况下, 系统与外界的相互作用可以有做功与热传递两种方式。假设系统与外界相互作用从平衡态 1 变化到平衡态 2 的过程中, 外界对系统做功为 A , 系统从外界吸收热量为 Q (规定吸热为正, 向外界放出热量为负), 根据能量转化过程的守恒定律, 传热与做功所提供的能量应转化为系统的内能, 即

$$A + Q = (U_2 - U_1) \quad (12-22)$$

式 (12-22) 就是热力学第一定律的数学表述, 它一方面说明热量、内能和功三者可以相互转化, 另一方面给出了转化时的数量关系, 所以热力学第一定律是能量守恒在热现象领域的特殊形式。

如果系统状态变化很小, 则可将第一定律改写成微分形式

$$dU = \tilde{d}Q + \tilde{d}A \quad (12-23)$$

这里由于功与热量都不是状态函数, 它们与具体过程有关, 所以用 $\tilde{d}$ 以示区别。

热力学第一定律是在 19 世纪 40 年代建立起来的, 在这之前, 有人曾企图制造一种机器, 它不需要消耗任何形式的能量而能够持续地对外界做功。这种违反能量转化与守恒定律的机器称为第一类永动机。很显然, 第一类永动机违背了热力学第一定律, 它是不可能实现的。因此, 热力学第一定律也可表述成第一类永动机不可能实现。

例 12-2 某种气体在绝热过程中温度由 T_1 变为 T_2 , 求气体内能改变了多少。

解 由于内能的改变量只与系统的初、末态有关, 与做功的方式及过程无关, 因此可以选择等容过程计算内能的改变。这时系统对外界不做功, 而系统从外界吸收的热量 (参见式 (12-18))

$$dQ = \nu C_V dT$$

按照热力学第一定律

$$dU = dQ = \nu C_V dT$$

积分上式得到内能的改变为

$$\Delta U = \nu C_V (T_2 - T_1)$$

上面的结果说明, 理想气体的内能仅是温度的函数, 而且内能的改变与系统经历什么样的热力学过程无关。换句话说, 可以把本例题得到的结果理解成普遍成立的表达式。

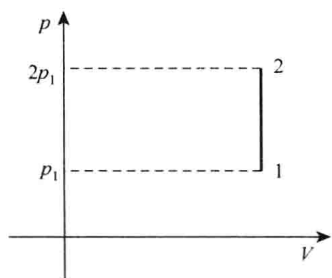


图 12-6

例 12-3 1mol 单原子理想气体经过图 12-6 所示的路径由状态 1 变化到状态 2, 假设初态的温度为 300K。求这过程中气体从外界吸收了多少热量。

解 这是个定容过程, 单原子分子取 $C_V = 3/2R$ 。由于这过程中体积不变, 满足状态方程

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

由此求得 $T_2 = 2T_1$ 。按照吸热公式, 定容过程吸热为