

■ 高等学校教材

物理学教程

■ 下册

徐绪芑 陈晓域 李洛 等编

高等教育出版社

本书反映了编者的教学经验，汲取了国内外部分教材的优点。在体系更新、内容精选以及培养学生能力等方面的改革作了一些尝试。全书着重讲清基本概念和基本规律，文字通顺。

本书符合1987年国家教育委员会审订出版的《高等工业学校大学物理（原普通物理学）课程教学基本要求》，适合130~140学时使用。全书分上下册。上册包括力、电两篇，下册包括热力学、振动与波动、微观物理学基础等三篇。

本书是高等工业学校各专业物理课教材，也可作其他各类高等学校非物理专业物理课的教学用书。

本书经高等工业学校大学物理课程教学指导委员会评选后，由夏学江、吴頔和陈大鹏审查，夏学江复审，并推荐出版。

责任编辑 汤发宇

高等学校教材
物理学教程

下 册

徐绪笃 陈晓域 李 洛 等编

*

高等教育出版社出版
新华书店北京发行所发行

北京印刷一厂印装

*

开本850×1168 1/32 印张16.375 字数410 000

1989年3月第1版 1989年3月第1次印刷

印数 0001—7 520

ISBN 7-04-000606-5/O·236

定价4.10元

下册目录

第三篇 热力学

第七章 热力学第一定律	3
§ 7-1 平衡过程与可逆过程	3
§ 7-2 功 热量 内能 热力学第一定律	8
§ 7-3 绝热过程 多方过程	18
§ 7-4 循环过程	23
习题	29
第八章 热力学第二定律	35
§ 8-1 卡诺循环 卡诺定理	35
§ 8-2 热力学第二定律	38
§ 8-3 热力学第二定律的表达式 熵	45
习题	55

第四篇 振动与波动

第九章 谐振动	59
§ 9-1 谐振动的一般描述	59
§ 9-2 谐振动的研究	66
§ 9-3 几种常见的谐振动	81
§ 9-4 两个同频率平行谐振动的合成	95
§ 9-5 不同频率平行谐振动的合成	101
§ 9-6 频谱分析	109
§ 9-7 相互垂直振动的合成	115
§ 9-8 阻尼振动 受迫振动 共振	125
习题	136

第十章 波的传播	144
§ 10-1 波动过程与波动函数	144
§ 10-2 波动方程	152
§ 10-3 波的能量 能流密度	163
§ 10-4 电磁波的波动方程	167
§ 10-5 电磁波的主要特性	169
§ 10-6 振荡偶极子	177
§ 10-7 惠更斯原理	180
§ 10-8 偏振光及其传播	186
§ 10-9 多普勒效应	200
习题	205
第十一章 波的叠加	213
§ 11-1 杨氏干涉	214
§ 11-2 薄膜干涉	228
§ 11-3 薄膜干涉应用举例	235
§ 11-4 迈克耳孙干涉仪	243
§ 11-5 多次反射的干涉	249
§ 11-6 法布里-珀罗干涉仪	255
§ 11-7 驻波	257
§ 11-8 偏振光的叠加	262
§ 11-9 惠更斯-菲涅耳原理	270
§ 11-10 单缝衍射	277
§ 11-11 分辨本领	284
§ 11-12 双缝衍射	287
§ 11-13 光栅衍射	292
§ 11-14 晶格衍射	297
§ 11-15 不同频率波动的叠加	299
习题	304

第五篇 微观物理学基础

第十二章 经典统计	315
------------------------	-----

§ 12-1	统计规律	315
§ 12-2	平衡态与几率	320
§ 12-3	热力学第二定律的统计意义	326
§ 12-4	麦克斯韦速率分布定律	329
§ 12-5	分子碰撞与气体的压强	336
§ 12-6	能量基本公式 能量按自由度均分原理	340
§ 12-7	玻耳兹曼能量分布定律	347
§ 12-8	真实气体	350
§ 12-9	输运过程	354
	习题	356
第十三章	量子与光子 氢原子结构理论	361
§ 13-1	绝对黑体的平衡热辐射	361
§ 13-2	普朗克量子理论	368
§ 13-3	爱因斯坦光子理论	375
§ 13-4	康普顿效应	378
§ 13-5	玻尔原子结构理论	383
§ 13-6	索末菲对玻尔理论的扩展	396
	习题	405
第十四章	量子力学基本概念 原子结构的量子理论	408
§ 14-1	光的二象性	408
§ 14-2	实物物质的二象性	413
§ 14-3	海森伯测不准原理	421
§ 14-4	薛定谔方程	424
§ 14-5	势阱	428
§ 14-6	谐振子	433
§ 14-7	势垒	438
§ 14-8	核外电子的几率分布	443
§ 14-9	电子的自旋	451
§ 14-10	原子的壳层结构	456
§ 14-11	狄喇克理论	457

习题	462
第十五章 微观理论的应用	466
§ 15-1 激光机理	466
§ 15-2 固体的导电机理	477
习题	488
第十六章 原子核与基本粒子	490
§ 16-1 核物理简介	490
§ 16-2 基本粒子物理简介	499
习题	509
习题答案	511

第三篇 热 力 学

前两篇我们在研究物质机械运动和电磁运动基本规律的时候,对与热运动有关联的过程(如摩擦、导电、磁化等过程),只是一提而过未予深究。其实热运动也是物质运动的基本形式之一,它所涉及的领域是极为广泛的。在物质经历各种变化过程中,常有温度变化、热量转移等这类热现象伴随着出现,说明热运动也参与了这些过程。例如,宏观聚集态(气、液、固各态)物质,在经历形变(如压缩、膨胀等)过程时,就伴有热现象发生。其它如凝固、蒸发、熔解、发光、吸收、核转变等物理过程,乃至化学过程(如燃烧)、生物过程(如新陈代谢)等,也都伴有热现象。大量事实表明,热运动与物质其它运动形式之间,存在着密切的内在联系,并在一定条件下相互转化。因此,研究热现象和热运动的基本规律,弄清其本质,对于掌握热运动和其它运动形式相互转化的规律,阐明其内在联系,具有重大的理论意义和实际意义。这方面的研究成果,曾导致人类社会生产进入工业化的时代,直至今天仍然发挥着巨大作用;而且,我们在第五篇还会看到,这些成果也推动了物理学从经典物理发展为近代物理。

本篇所介绍的热力学,是一门研究宏观聚集态物质热现象和热运动规律的学科。它以大量的实验事实为依据,从能量的观点去归纳总结有关热功转换的规律,以及转换过程的条件,由此找出了热力学的两条基本定律。根据这两条基本定律,人们能用演绎方法,分析研究宏观系统变化过程中有关热现象的宏观特性。由此可见,热力学乃是研究热规律的宏观科学;它不考虑物质的微观结构和微观过程,因而也只不过问热现象规律的内在机理和本质。

然而应该明确,由于热力学是建立在实验基础上的科学,它的基本定律和所有物理定律一样,都具有客观的真理性。凡涉及能量转换和热功转换的课题,用热力学方法所得出的研究成果,必定与事实相符。

和物理学其它领域一样,人们也从微观方面研究物质热运动的规律,从物质的微观结构和微观过程出发,采用统计方法研究热现象的机理和本质,形成相应的微观理论。尽管微观理论和宏观理论所采用的观点和方法不同,但它们对热现象及其规律的研究结果却能相互补充,相辅相成。事实上,微观理论的正确性要靠热力学的研究来验证;被验明了的微观理论,反过来又对热力学结论作出微观解释。本篇只介绍热力学内容,至于微观理论及其对热规律本质的阐述,将在第十二章中介绍。

为了便于阐明热力学的基本内容,并与后面的微观理论相互印证,我们选择理想气体作为宏观系统来讨论。大家从中学物理中知道,理想气体是指完全遵从玻意耳-马略特定律、盖·吕萨克定律等实验定律的气体,它是真实气体的理想化模型。对于理想气体,不论压强多么大、温度多么低,也不论气体的状态经历着什么样的变化过程,描述该气体状态的参量即质量 m 、体积(也称容积) V 、压强 p 、热力学温度 T 等四个宏观状态参量,始终遵从理想气体状态方程即克拉珀龙方程

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

式中 M 是该气体的摩尔质量; R 是摩尔气体常数,其值等于 $8.314 \text{ J}/(\text{mol}\cdot\text{K})$ 。这个方程本是从真实气体的实验定律总结出来的,反映了气体在压强不太大、温度不太低情况下的客观规律。现在把它用来描述理想气体行为的规律,实质上是把它的适用范围和条件外推到任意情况。因此,本篇对理想气体所得出的结果,只能近似地适用于真实气体。

第七章 热力学第一定律

热力学第一定律的建立,是从大量实践中总结的结果。人们第一次认识到物质运动的不同形式能够相互等量转换。这为建立能量守恒与转换定律 (§1-15), 提供了第一个具体的示例。这说明热力学第一定律, 实质上是有热运动参与的能量守恒和转换定律。历史上曾有不少人企图制造一种往复动作的机器, 它不需要外界提供热能或别的动力, 却能不断地对外界作功。这种机器由于违背了热力学第一定律而始终没能制成。这种机器叫做第一类永动机, 因此, 热力学第一定律也可表述为第一类永动机是不可能实现的。值得提出的是, 热力学第一定律虽已被确认一百多年了, 但至今仍有人企图设计第一类永动机, 重犯历史上的错误。可见牢固掌握热力学第一定律并在工作实践中严格遵循它, 是多么重要。

§ 7-1 平衡过程与可逆过程

在定量讨论热力学第一定律时, 有几个重要的概念需要说明。这就是本节的任务。

一 平衡态与平衡过程

由于热力学所研究的热现象, 乃是物质系统在状态发生变化的过程中呈现出来的, 因此首先需要明确, 怎样才能确切地描述系统的一个状态。

对此, 大家会说, 系统的状态是由一组状态参量来描述的; 例如, 摩尔质量为 M 的理想气体在某时刻的状态, 就由其质量 m 、容

积 V 、压强 p 、温度 T 这一组参量的值所说明。只要我们从实验中测出这组参量值，系统所处的状态也就清楚了。然而这里却隐藏着一个重要的条件需予指明，这可以从下面的分析中看出。

假如上述的理想气体经由容器壁的一个部分被外界加热，那么，容器内各处气体的温度便是不一样的了；靠近该部分器壁的气体温度要高些，愈远处的气体温度就愈低。由此可以推知，容器内各处气体的压强和密度，也必是不均匀的。这样的系统，由于内部各部分间存在着宏观上的差异，各部分之间便会发生复杂的热力学过程（如热传导、扩散等过程）。很明显，系统的这种状况，是因外界条件的变动（指外界对系统由未加热改为加热）所引起的；而且事实表明，即便此时恢复成原来的外界条件（指停止加热），系统内业已存在的不均匀性也不会立即消失，内部进行着的热力学过程也还要继续一段相当长的时间。因此，无论对处在变动了的外界条件下的系统，还是对只是内部业已存在着宏观不均匀性的系统来说，任一组状态参量值，都不能用来代表整个系统所处的状态。同样地，假如气体因受外力作用而发生容积变化，或者如果系统内发生化学变化（如燃烧），等等，也都会使系统内部出现宏观的不均匀性，使系统处于内部不平衡、不稳定的状态之中。这样的状态，在热力学中就称之为非平衡态。换句话说，如果系统是处于非平衡态的，那就无法用一组参量值来描述该系统的状态。

从以上分析可以推断，如果系统处在不变的外界条件下，并且系统内部也不存在任何宏观的不均匀性，仅仅在这样的条件下，我们才可以用一组状态参量值来描述整个系统的状态。这种状态就叫做平衡态。换言之，若说系统的某一状态是由该时刻的一组参量值所描述的，则所指的该状态必须是平衡态。这就是一开始我们所说需要明确的一点。

顺便说明一下，如何用图示法形象地表述一个平衡态。例如摩尔质量为 M 、质量为 m 的理想气体，其状态由一组 p 、 V 、 T 值所表

示。根据克拉珀龙方程,这三个参量中只有两个是独立的,即可用其中任两个参量来代表一个状态。以这两个独立的参量作二维坐标图上的纵、横坐标,便可用此图上一个点来表示理想气体的一个状态。大家在中学物理书上见过的 $p-V$ 图、 $V-T$ 图、 $p-T$ 图,就是这样作出的。注意,只有当气体处于平衡态时,才能用图上一个点来表示一个状态。

现在来介绍平衡过程的概念。当理想气体的状态发生变化,即由某一状态变成另一状态时,其间必然经历了许多的中间状态,这就构成了一个过程。由前面对非平衡态的分析可知,即便此过程的初状态是个平衡态,过程中的各个中间状态(甚至末状态)一般地说都不会是平衡态。这样的过程就叫做非平衡过程。显然,我们是不可能用一组组的状态参量来描述这种过程的,这给我们研究过程中的热规律带来了困难。但是,如果过程进行得如此之缓慢,使得过程中出现的不均匀性如此之微小而几乎能很快消失掉,亦即每一中间状态均可视为平衡态的话,这种过程就叫平衡过程。换句话说,平衡过程是由一系列连续变化的平衡态所组成的,它在 $p-V$ 图(或 $V-T$ 图、 $p-T$ 图)上,可由一条曲线来表示。

至此可以看出,所谓平衡态和平衡过程,都是对实际情况的一种理想化说法。要使一个系统达到并维持在平衡态,可以设想使该系统处于不变的外界条件下,并经过相当长的时间。而一个系统要真正能实现一个平衡过程,就得使状态参量的每一次变化都是无限地小,并需使整个过程所经历的时间无限地长。所有这些,只能是理想化的情形,实际上不可能完全实现的。然而,这和我们前面研究过的许多理想模型一样,研究这种理想情形仍是十分有意义的。许多实际的情形都或多或少地与这种理想情形接近,因而可以把它视为实际情形的某种近似或极限。尤其重要的,是它能使我们弄清有关的基本规律,为处理实际问题提供了必要的基础。

二 可逆过程

从上面的介绍可知,当系统经历平衡过程时,其规律可从状态参量的连续变化中反映出来。然而这过程又是热力学过程,即在过程进行中系统与外界之间存在着热功转换,或说外界对系统施加了作用或影响。那么现在要问,外界的影响是否也能用系统的状态参量来表示呢?

让我们来分析一下理想气体发生容变的平衡过程。为简单计,假定气体装在一个有活塞的刚性容器里,活塞的移动体现着气体容积的变化;还假定整个容器(包括活塞)是绝对不导热的,亦即气体与外界之间没有热量的转移。这样,外界与系统之间只经由双方作用在活塞上的方向相反的作用力而发生联系。活塞的作用面积对两边是一样的,因此两作用力的关系,就体现在气体压强与外界压强之间的数量关系上。由于我们讨论的是平衡过程,活塞的移动极为缓慢平稳,可视为匀速运动。在这种情况下,无论气体经历膨胀还是压缩,活塞所受合力均为零。由此来推断活塞两边所受压强的关系时,应区别是否考虑活塞所受的摩擦力。考虑摩擦力时,活塞两边所受压强必不相等;气体膨胀时,气体压强大于外界压强,压缩气体时,外界压强大于气体压强。可见在考虑活塞受到摩擦力时,外界对系统的影响不能用系统的参量来表述。当我们不考虑活塞所受摩擦力,即理想情况时,则无论气体经历膨胀还是压缩,活塞两边所受压强总是相等。可见在不考虑摩擦力时,系统状态参量既描述系统本身的情况,也表述外界对系统的影响。

这里讨论的虽是一个很简单的例子,却启发我们考虑:尽管同是平衡过程,仍需对过程的热力学性质作进一步的分析和区分。

的确,从热力学观点来看,气体在经历上述绝热的单纯形变过程中,它与外界不仅有作用力的联系,并且还有机械功的联系。(往后我们会看到,这里还涉及热功转换的问题。目前仅从机械功方

面来讨论摩擦对过程性质的影响,虽然不够透彻,但已能初步看出这种影响。)设想气体从状态 I 经过一系列中间状态而膨胀至状态 II,在此过程中气体作了功 $A(>0)$,同时外界也作了功 $A'_1(<0)$ 。如果让气体从状态 II 按相反的次序经由原来的中间状态被压缩到状态 I,则气体仍作功 $A(<0)$,而外界所作的功为 $A'_2(>0)$ 。根据刚才对作用力的讨论可知, A' 与 A 在数量上的关系有两种可能:或者不等,或者相等,视有无摩擦而定。具体说,当存在摩擦时,气体在膨胀过程中所作的功并没有全部作用于外界,有一部分被消耗在克服摩擦力的功上了;而为了把气体仍按原来的中间状态逐步压缩回去,外界却需付出更多的功,或者,如果外界只用原来所接受到的功去压缩气体,那就不可能使气体回复到状态 I。总之,在有摩擦的情况下,气体由于膨胀所造成的一切变化,是不可能通过反向进行的压缩过程而完全得到恢复或予以消除掉的。然而,如果没有摩擦,情况就不同了。气体膨胀时对外界所作的功,却会在依相反的次序反向进行的压缩过程中,又全部从外界接受回来,从而使膨胀过程造成的一切变化,都被该压缩过程消除了。由此可见,同样的平衡过程,在不同的情况下,果然具有不同的热力学属性。

在热力学中,人们就以过程是否具有可逆性,来区分上述两种不同性质的热力学过程。任何变化过程,若能使系统按相反的次序,经由原来的那些中间状态再回复到原状态,且使外界发生的任何变化也能得到消除,我们就说此过程具有可逆性,并把此过程称作可逆过程。否则,该过程就没有可逆性,而称为不可逆过程。容易明白,一切无摩擦的平衡过程,都是可逆过程;而一切实际的宏观过程则都是不可逆过程,因为无摩擦、平衡态和平衡过程等,都是理想化的不可能达到的境界。换言之,可逆过程乃是一种理想的极限情形,实际过程只能或多或少地接近它。即使如此,研究可逆过程仍很有意义。它容许我们用系统的状态参量去表述和计算

外界的影响,简化了问题,从而便于弄清实际过程的基本规律,明确实际上所能达到的最佳极限。在本篇中,如果不特别声明,则所讨论的过程都是指可逆过程而言的。

应该指出,研究可逆过程和不可逆过程,还具有更为深刻而普遍的意义,我们将在以后的篇章中再作进一步的阐述。

§ 7-2 功 热量 内能 热力学第一定律

本节先介绍功、热量、内能这三个重要概念,然后再介绍热力学第一定律。

一 功

关于功的概念大家是熟悉的。功是能量变化的一种量度,而且不同形式能量之间的转换,也常是通过做功来实现的。热力学第一定律,如前所述,既然总结的是有热运动参与的能量守恒和转换规律,那么做功就必是所论及的一个重要方面。

依据系统做功所经历的物理过程不同,就有机械功、电流功、磁滞功等等之分。下面我们以理想气体为例,具体讨论系统做功的情况,从中可以看出系统做功的一般特征。

就气体这个系统而言,只有当它经历容变过程时才做功。在图(7-2-1)中,实线所包围的空间表示气体未发生容变时的容积,虚线则表示发生微小容变后的交界面位置。在此过程中,气体通过推动交界面移动了距离元 dl 而对外界作了元功 dW 。设气体的压强因此由 p 变为 $p + dp$, 交界面的面积由 S 变为 $S + dS$, 则气体对交界面的平均作用力 F (略去二阶微分量)为

$$F = pS + \frac{1}{2}(pdS + Sdp)$$

于是气体所作的元功 dW (略去二阶微分量)便是

$$dW = Fdl = pSdl = pdV \quad (7-2-1)$$

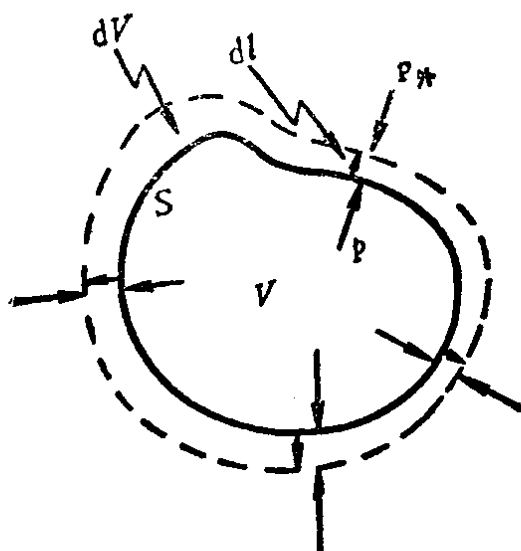


图 7-2-1 气体容变时做功

式中 dV 为气体容积 V 的增量。这就是计算容变过程中元功的普遍公式,而且,也不仅仅适用于气态系统。

对于理想气体,如果用 $p-V$ 图上的一条曲线来描述某个相应的热力学过程,则式(7-2-1)的值就对应于 dV 段曲线下的面积,如图(7-2-2a)所示。显然,当气体容积由 V_1 变至 V_2 时,它所作的总功 W 可用式(7-2-1)进行积分求出^①,即,

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad (7-2-2)$$

其值就等于相应的 $p-V$ 曲线下的面积,如图(b)和(c)所示。不过要注意,膨胀过程的功为正值,而压缩功则是负值。

从图中还可看出很重要的一点,即功值的大小不仅与系统的初、末两个状态有关,而且还与所经历的过程有关。这就是说,即便初、末状态已定,也还要根据两状态间的具体曲线形状,才能确

^① 不言而喻,这整个过程应进行得十分缓慢,以保证过程是平衡的乃至可逆的。为此,外界的压强变化就必须十分缓慢而平稳。比如对一个竖立气缸加压,就可设想在活塞上面用加砝码的方法来实现,而每次所添砝码的质量,应尽可能的微小,以保证缸内气体压强能平衡地完成相应的变化。

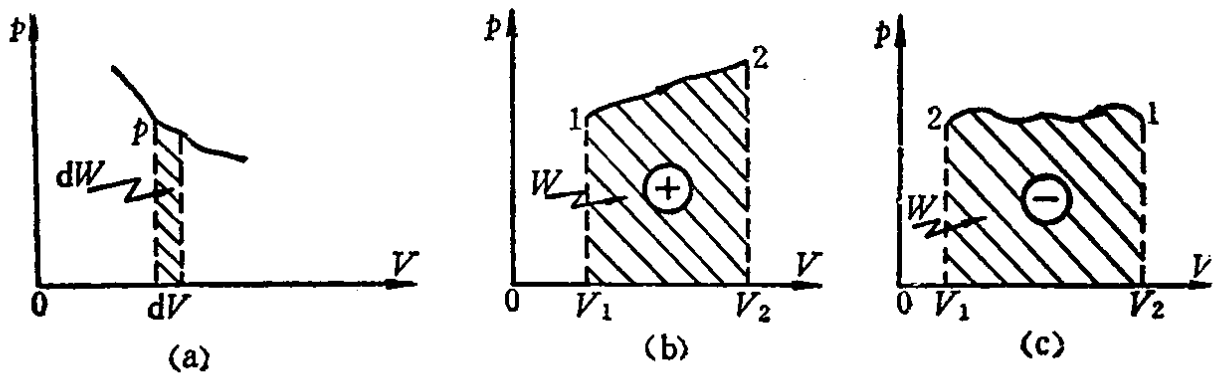


图 7-2-2 容变功等于 p - V 曲线下的面积

定功值如何；不同形状的 p - V 曲线，功值也就不同。从这个意义上看，式(7-2-2)所表达的 W ，不存在唯一的答案；它随过程而异，因而是个过程量。也就是说，式(7-2-1)所表达的 dW ，并不是 W 在数学意义上的全微分；我们在此处只是借用了全微分的符号，来表示物理上的元功罢了。事实上，系统是在一定的外界条件下经历作功过程的；条件不同，作功的过程也就不同，亦即 p 随 V 而变的函数关系不同，因而功值也各异。从下面所举的几种典型等值过程中，可以更清楚地看出这一点。

等容过程 如果我们控制外界条件，使气体状态发生变化时，始终保持气体的容积 V 不变，这就形成了等容过程。例如，将盛有气体的密封玻璃泡浸入冰水中使其降温，或者向发动机气缸中加热并固定住活塞不动，都使容器中的气体经历着等容过程。在此过程中，由于 $dV=0$ ，故从式(7-2-2)知等容功 W_v 为：

$$W_v = 0 \quad (7-2-3)$$

即系统不做功。在 p - V 图上，如图(7-2-3a)， p - V 曲线为一竖直线（叫做等容线），曲线下的面积果然亦是零。

等压过程 倘若在气体状态发生变化时，始终使其压强 p 保持恒定，这就形成了等压过程。此时， p - V 图上的曲线为一水平线（叫做等压线），如图(7-2-3 b)所示。曲线下的面积即是等压功 W_p ，而由式(7-2-2)亦可算得其值为

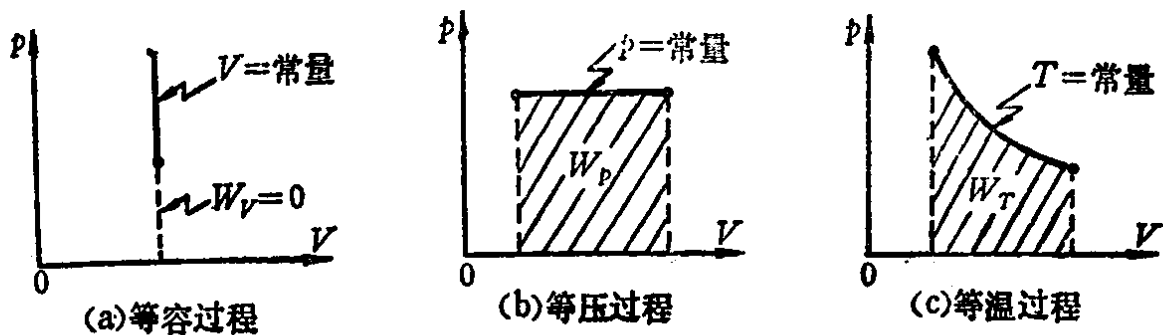


图 7-2-3 几种典型等值过程的功

$$\begin{aligned}
 W_p &= p(V_2 - V_1) \\
 \text{或由克拉珀龙方程将其改写为} & \\
 W_p &= \frac{m}{M} R(T_2 - T_1)
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} W_p &= p(V_2 - V_1) \\ W_p &= \frac{m}{M} R(T_2 - T_1) \end{aligned}} \right\} (7-2-4)$$

式中的下角标 1 和 2, 分别表示气体的初态和末态^①。

等温过程 如果气体状态变化过程是在气体温度 T 始终保持不变的条件下进行的, 这就是等温过程。大家知道, 此时 p 与 V 成反比变化关系, 故 p - V 曲线呈现为一段等轴双曲线, 如图 (7-2-3 c) 所示, 叫做等温线。曲线下的面积便是等温功 W_T , 其值亦可由式 (7-2-2) 算得 (需引用克拉珀龙方程)

$$\begin{aligned}
 W_T &= \int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{M} R T \frac{dV}{V} \\
 &= \frac{m}{M} R T \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{M} R T \ln \frac{p_1}{p_2} \\
 &= p_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1} \\
 &= p_2 V_2 \ln \frac{V_2}{V_1}
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} W_T &= \int_{V_1}^{V_2} p dV \\ W_T &= \frac{m}{M} R T \ln \frac{V_2}{V_1} \end{aligned}} \right\} (7-2-5)$$

① 显然, 要保证此过程是平衡的乃至可逆的, 外界的温度变化就必须十分缓慢、平稳。比如可以设想用一系列温度微微递增的恒温热源, 依次与气体接触, 使气体能平衡地实现相应的升温过程。