

目 录

第一篇 工程热力学

第一章 概论	(1)
第一节 工程热力学的研究对象、任务和方法	(1)
第二节 热力学的发展概况和趋势	(2)
第二章 基本概念	(5)
第一节 热力系统	(5)
第二节 热力状态及状态参数	(7)
第三节 热力过程	(12)
第四节 热力循环	(15)
第三章 热力学第一定律	(19)
第一节 热力学第一定律的实质	(19)
第二节 系统的储存能量	(19)
第三节 系统与外界传递的能量	(20)
第四节 封闭系统热力学第一定律的表达式	(23)
第五节 开口系统热力学第一定律的表达式	(24)
第六节 稳定流动能量方程的应用	(28)
第四章 热力学第二定律	(35)
第一节 热力学第二定律的几种表述	(35)
第二节 卡诺循环和卡诺定理	(36)
第三节 热力学温标和提高循环热效率的基本途径	(38)
第四节 克劳修斯不等式	(40)
第五节 状态参数——熵	(43)
第六节 熵增原理	(47)
第五章 理想气体的热力性质与过程	(53)
第一节 理想气体的定义	(53)
第二节 理想气体的比热容	(55)
第三节 理想气体的热力学能、焓和熵	(58)
第四节 理想气体的热力过程	(61)
第五节 理想气体热力过程的图示综合分析	(64)
第六章 水蒸气的热力性质和热力过程	(71)
第一节 概述	(71)
第二节 水的定压汽化过程和水蒸气的 $p-v$ 图及 $T-s$ 图	(72)
第三节 水蒸气表	(76)
第四节 水蒸气的 $h-s$ 图	(77)

第五节 水蒸气的基本热力过程	(79)
第七章 理想混合气体和湿空气	(84)
第一节 理想混合气体	(84)
第二节 湿空气	(87)
第三节 湿空气的 $h-d$ 图	(91)
第四节 湿空气的典型过程	(93)
第八章 气体和蒸气的流动	(98)
第一节 喷管和扩压管的截面变化规律	(98)
第二节 气体和蒸气在喷管中的流速和质量流量	(101)
第三节 气体和蒸气的绝热节流	(105)
第九章 压缩机的热力过程	(108)
第一节 单级活塞式压缩机的工作原理	(108)
第二节 单级活塞式压缩机所消耗的机械功和容积效率	(109)
第三节 双级活塞式压缩机的工作过程	(111)
第四节 叶轮式压气机	(114)
第十章 气体动力循环	(118)
第一节 分析动力循环的一般方法	(118)
第二节 往复式内燃机的动力循环	(118)
第三节 内燃机三种理想循环的比较及循环的平均压力	(124)
第四节 其他气体动力循环简介	(127)
第十一章 蒸汽动力循环	(133)
第一节 水蒸气作为工质的卡诺循环	(133)
第二节 基本蒸汽动力装置的理想循环——朗肯循环	(134)
第三节 其他蒸汽动力循环简介	(137)
第十二章 制冷循环	(142)
第一节 蒸气压缩制冷循环	(142)
第二节 吸收制冷循环	(147)
第三节 吸附式制冷循环	(148)
第四节 热泵	(149)

第二篇 传热学

第十三章 绪论	(151)
第一节 传热学的研究对象	(151)
第二节 热传递的三种基本方式	(152)
第三节 导热过程、对流换热过程、辐射换热过程和传热过程	(152)
第十四章 导热	(158)
第一节 傅里叶定律和导热系数	(158)
第二节 导热微分方程	(159)
第三节 平壁导热	(162)

第四节	圆筒壁导热	(164)
第五节	肋片导热	(165)
第六节	固体接触热阻	(168)
第十五章	对流换热原理	(171)
第一节	对流换热系数	(171)
第二节	对流换热过程的数学描述	(175)
第三节	对流换热过程的边界层分析求解	(176)
第四节	对流换热过程的实验求解	(185)
第十六章	各种对流换热过程的特征及其计算公式	(197)
第一节	受迫对流换热	(197)
第二节	自然对流换热	(204)
第三节	蒸气凝结换热	(206)
第四节	液体沸腾换热	(208)
第十七章	辐射换热	(213)
第一节	热辐射的基本概念	(213)
第二节	热辐射的基本定律	(215)
第三节	物体间的辐射换热	(219)
第四节	太阳辐射	(225)
第十八章	传热过程与热交换器	(229)
第一节	传热过程的分析与计算	(229)
第二节	热交换器的类型和平均温差	(232)
第三节	换热器的热计算	(241)
第四节	增强传热的方法和热绝缘的应用	(244)
第五节	热管	(247)
附表		(252)
附表 1		(252)
附表 2		(253)
附表 3		(255)
附表 4		(257)
附表 5		(261)
附表 6		(263)
附表 7		(267)
附表 8		(268)
附表 9		(269)
附表 10		(273)
附表 11		(275)
附表 12		(277)
附表 13		(278)
附表 14		(279)

附表 15	(279)
附表 16	(280)
附表 17	(281)
附表 18	(282)
附表 19	(282)
附表 20	(283)
附表 21	(284)
附图	(286)
附图 1	(286)
附图 2	(287)
附图 3	(288)
附图 4	(289)
参考文献	(290)

第一篇 工程热力学

热力学是由物理学中的热学发展而形成的学科,是研究热能和其他形式的能量(如机械能、化学能、电能等)相互转换规律以及有关物质结构热性质规律的。工程热力学是热力学的一个分支,它从工程应用的角度研究热能和机械能相互转换的规律。热力学是一门具有普遍意义的学科,它建立在对客观世界的观察和正确概括上,因此它的逻辑结构使我们有可能预测客观世界的变化。热力学的重要性更在于它的实用性和使用的广泛性。工程热力学就是结合人类生产实践活动而发展起来的。

第一章 概 论

本章介绍工程热力学的研究内容、特点以及研究方法;扼要介绍热力学的发展概况、现状和趋势。

第一节 工程热力学的研究对象、任务和方法

工程热力学是从工程应用的角度研究热能与机械能相互转换规律的科学。

能量转换必须遵循的基本规律有两条:热力学第一定律和热力学第二定律。

热力学第一定律是普遍适用的能量转换和守恒定律在热力学系统中的应用,它说明各种形式的能量可以相互转换,并在转换时数量是守恒的。但是,热力学第一定律所允许的能量转换过程并不是全都可以实现的。例如,一辆疾驶的汽车刹车时,汽车的动能通过摩擦变成热能而散失到环境中去,汽车随之停止前进。反之,对汽车车轮加热,补偿其散失的热能,汽车却不能恢复到原来飞速行驶的状态。由此可见,自发的能量转换是有方向性的。这是因为热能是分子热运动所具有的能量,它是不规则运动的能量,而机械能则是物体整体运动所具有的能量,因而是规则运动的能量。所以,将热能转换为机械能,即把不规则运动的能量转换为规则运动的能量,只能通过工质的受热膨胀来实现。因此,热能转换为机械能是有条件的,有限度的。热力学第二定律就是研究热能和其他形式能量相互转换时的方向、条件和限度。

热力学第一、第二定律是能量转换必须遵守的普遍规律,人们只能认识它,运用它,而不能违反或改变它。但应看到,能量转换不能孤立地进行,总是在一定的内、外条件下发生和发展的。在不违反客观规律的前提下,人们却可以使内、外条件变化,甚至可以创造,使能量转化朝着有利的方向发展。因此,实现能量转换的内、外条件应是热力学的主要研究内容。那么,什么是能量转换的内、外条件呢?

能量是物质运动的度量。能量和物质不可分割,能量的转换必须以物质为媒介。在工程热力学中把热能转变为机械能的媒介物称为工质。工质不同,能量转换的效果也不一样。工质的性质是实现能量转换的内部条件,工质的性质影响能量转换的效果。前已指出,热能转换

为机械能是通过工质的受热膨胀来实现的,因此,作为工质的物质必须具有良好的膨胀性和良好的流动性。所以,热能动力装置所用工质一般为气态物质,如空气、燃气和蒸汽。

仅有内部条件尚不足以实现能量的转换,还必须有适当的外部条件,外部条件有时甚至是关键的。例如,在热功转换时,如把气缸的活塞卡住,不许它移动,或把工质置于一体积不变的刚性容器中,此时即使有了气相工质,但因工质的体积不能改变,热变功的转换过程仍然无法实现。欲使之实现,必须要有允许工质体积变化的外部条件。可是热力学并不管外界的具体条件,也不描写外界的状态变化。那么热力学是如何研究能量转换的外部条件的呢?众所周知,外因是通过内因起作用的,在不同的外部条件下,工质的状态变化过程不同,能量转换的结果也随而异,工质状态的变化过程是外部作用的结果。如上述活塞卡住或刚性容器的外部条件,系统内部反映是体积不变,可用定容过程反映其外部条件,因此,热力学是通过研究工质状态变化的热力过程来分析外部条件的影响的。

工程热力学是将经典热力学的基本原理与工程的实际应用密切结合起来,而发展成的一门基础性的应用学科。工程热力学的基本内容,按照其性质可分为三个部分:(1)基本概念和定律;(2)工质的性质和过程;(3)工程应用。这些内容都是有机地结合在一起的。前两部分都是从大量的工程应用实践中总结出来的基础理论;第三部分是这些基础理论在解决实际工程问题时的综合应用。应当联系工程实际来理解基础理论,又应当在解决工程实际问题时体现基础理论的指导作用。加强工程观念,理论联系实际,这是学习工程热力学的基本方法。

工程热力学所研究的是我们能直接观察到的宏观现象。它的研究方法是宏观方法,即从能量的观点出发,依据由经验所建立的热力学第一和第二定律,以及有关工质性质的实验数据,得出一系列有关热功转换的计算公式,供分析和计算使用。因为这种研究方法只是依据经验定律和数学推导,没有作任何人为的假设,所以由此而得到的结论和计算公式十分可靠。它的缺点是没有研究物质的微观结构,因而只能从实验得出结论而无法说明这一结论的物理本质。因此,热力学的研究方法限定了热力学理论只是从宏观方面研究现象,它只回答“是什么”,而不能回答“为什么”。从微观方面来研究热现象的理论是统计物理学,它是从物质的微观结构的假设出发,应用微观粒子运动的力学定律和统计方法来研究物质的热性质。由于统计物理学更深入到微观现象的本质,所以从其基本原理出发也可导出热力学第一、第二定律和工质的性质,这就可以透过宏观现象阐明其物理本质。不过统计物理学的缺点是,在推导过程中要对物质结构模型作一些简化或假设,因此从理论上得出的结果就与实际情况有相当大的差别。本书以宏观方法为主,对宏观的结果只作适当的定性的微观解释。

总之,工程热力学的研究对象、任务和方法可作如下概括:“工程热力学是从工程应用的角度研究热能和机械能的转换规律和工质的性质,找出提高能量利用经济性的最有效途径,它使用的是宏观方法。”

第二节 热力学的发展概况和趋势

一、热力学的发展简史

热力学的建立起源于对热机效率的理论探索。19世纪初,已开始普及瓦特蒸汽机,但其效率仍然很低,为了提高蒸汽机的效率,许多工程师和科学家认为,仅凭经验或改革加工工艺是不能实现的,只有从理论上突破才能达到。于是科学家开始了从理论上研究热机工作的热

力学原理。

1843年,英国的焦耳和德国的迈尔几乎同时独立地测出了热功当量。焦耳、迈尔及法国数学家迪卡尔、德国物理学家赫尔姆霍茨、英国物理学家格罗沃等十几位从事不同职业的科学家经过十几年的共同论证,建立了能量守恒和转换定律,即热力学第一定律。它是自然科学中关于物质运动的最重要、最普遍的定律之一。

1824年,法国物理学家、工程师卡诺发表了他一生中惟一的论文《关于火的动力及产生这种动力机器的研究》。在这篇文章中,提出了卡诺循环和卡诺定理,奠定了建立热力学第二定律的基础。德国物理学家克劳修斯于1850年提出了热力学第二定律,并建立了与测温物质无关的热力学温标。1851年,英国物理学家威廉·汤姆孙(开尔文男爵)从热功转换关系上表述了热力学第二定律。1865年,克劳修斯又引进了一个新的概念:熵,用以定量地表示系统转化为有用功的能力。所以,热力学第二定律又称为熵增原理。1872年奥地利物理学家波尔兹曼从分子运动论出发,对热力学第二定律做出了统计几率的解释。

热力学第一、第二定律是热力学的核心,它们的建立,标志着热力学研究逐渐成熟。后来(1906年)又产生了热力学第三定律和更晚一些时间的热力学第零定律,才完成了以第零定律、第一定律、第二定律和第三定律为支柱的完整的经典热力学理论体系。

二、热力学的发展现状与趋势

经典热力学在实践中起着重要的作用,它随着人们对自然界探索的不断深入,而飞速发展,已形成一个庞大的热力学家族。

1. 热力学理论

热力学的几个基本定律奠定了经典热力学的基础,并在工程实践中起着重要的作用。随着人类对自然界探索的不断深入,仅用经典热力学的研究方法是不够的。因为经典热力学的着眼点是过程的结果而不是过程随时间进展的细节。而一切热过程是以其不可逆性作为共同特征的。因此不可逆过程热力学作为一个重要分支蓬勃地发展起来。早期有由 Onsager 的线性唯象定律而发展的“线性非平衡热力学”和 Muller 的“扩展不可逆过程热力学”。后来 Prigogine 所领导的布鲁塞尔学派发展了著名的“耗散结构理论”,从而把不可逆热力学研究推向了又一个高峰。

有限时间热力学同样研究非平衡系统不可逆过程的性质,涉及到过程进行的时间或速率等问题,从而考察过程变化的最佳净效果。

研究热力学性质和能量间关系的另一种方法是建立在大量粒子群的统计性质的基础上。这种建立在微观观点之上的研究称为统计热力学。这种理论促进了近代像热离子现象、热电现象等一类能量直接转换的新方式的发展,也促进了对工质热物理本质的深刻认识。

以上谈到的热力学理论研究工作对揭示自然现象本质有重要的作用。它使经典热力学从原理到方法都得到了很大的扩充,在分析一些复杂过程和交叉现象时显示了它的威力,并必将在进一步完善其本身的过程中发挥更大的作用。

2. 热力循环

在工程热力学与动力机械的发展史上,早期是具体机械的发明与实践带动热力循环和动力机械理论的发展,如蒸汽机在历史上的作用。而在科学发展到一定阶段后,则更多的是新循环、新工质、新设想的提出带动了动力机械实践的飞跃,如把喷气发动机早年的纯喷气循环改为内外涵循环。各种形式的联合循环是当前和今后一段时间内提高热力效率的重要发展方

向。在常规能源中,人们已经预见到当地球上石油资源枯竭时,煤尚有丰富的储量,因此发展以煤为燃料的净化燃料的热力循环和热力过程已为发达国家高度重视,整体式煤气联合循环有重大应用前景。总之,热力循环的研究既推动了社会的发展,又对与之有关的科学技术提出了新课题,促进了科学技术的发展。

3. 焓分析

20 世纪 70 年代初的能源危机,使人们认识到应从“质”和“量”的结合来评价能量“价值”。焓分析立即成为一些国家的热门研究课题。焓分析的出发点是克劳修斯当年提出的“能量转换中不可弥补的损失”,反映了人类对能的本性的更深刻的认识。近年来焓分析的发展又初步由系统分析向着系统综合过渡。

4. 热经济学

提高能源利用率并不是一个单纯的技术问题,还受到经济决策等众多因素的约束,实施的方案必须是热力学的思想与经济学的现实相结合的产物,因而促成了热经济学的产生与发展。热经济学的中心问题是探讨焓损的热力学代价与经济代价之间相互联系的本质,提出热力学完善性与经济学完善性俱佳的可行性方案。根据所研究的具体内容及对象,原则上可分为“热经济学分析”、“热经济学优化”和“热经济学综合”三方面。

5. 节能技术——总能系统

当前“节能”几乎成为经济管理部门的口头禅,甚至把“节能”称为“第五能源”。基于热力学第一定律的热平衡计算和技术经济的联合分析已不能全面、正确地做出中、长期决策,这就促使人们更加科学、更加综合地建立起总能系统的概念。总能系统大体上讲就是按照能量品位的高低进行梯阶利用,总的安排好功、热与物体热力学能等各种能量之间的配合关系与转换使用,在系统的高度上总体综合利用好各种能源,已取得有力的总效果,而不仅是着眼于提高单一的生产设备或工艺的能源利用率或其他性能指标。按照这个概念,联合循环、热电联产、余热利用、能源工厂等都可以列入这个范畴。

6. 低温工程

低温工程是现代工业的重要组成部分,也是工程热力学研究与应用的领域。低温技术的进步又推动了工程热力学学科的发展。

7. 边缘学科

由于各自然科学领域及各工程技术领域中都普遍存在热现象和能量转换与传输过程,加之热力学理论的概括性和普遍性,热力学与其他学科的结合形成了各种跨学科的知识领域,显示了热力学的强大生命力,并预示着广阔的发展和应用前景。例如,除了上面提到的热经济学外,还有化学热力学、溶液热力学、气体热力学、生物热力学、低温(超导)热力学等。

复习思考题

1. 热力学的研究对象、任务和方法是什么?
2. 什么叫工质,工质应具有的基本特性是什么?
3. 热能与机械能在本质上的不同点是什么?
4. 机械能转换为热能是否必须通过工质的膨胀才能实现?

第二章 基本概念

每门学科都有表征本学科特点并在学科内容中广泛应用的基本概念,掌握这些基本概念是学习该学科理论的重要前提。工程热力学中的基本概念是在大量实践的基础上,经高度概括、抽象而形成的。本章介绍热力系统、热力状态、热力状态参数、状态公理、热力过程和热力循环等最基本的概念。对于这些基本概念,只有在学习过程中反复体会才能深入理解。

第一节 热力系统

一、系统、边界与外界

分析任何问题时,首先应该明确研究的对象,分析热力现象也不例外。在热力学中,为了便于研究和分析问题,人为地将研究对象与周围环境分隔开来。这种被划分出来的研究对象称为热力系统,简称系统。系统之外的一切物体统称为外界。系统与外界的分界面称为边界。边界在图上通常用虚线标出,它可以是真实的,也可以是假想的;可以是固定的,也可以是移动的。

二、系统的类型

1. 按系统与外界交换的形式分类

热力学中系统与外界有三种相互作用:物质交换、功的交换和热的交换。按照系统与外界相互作用的特点,可把系统分为下述几类。

(1) 开口系统

系统与外界有物质的交换。开口系统与外界可以有热和功的交换,也可以没有。通常,开口系统总是一种相对固定的空间,故又称为控制体积系统,大多数热力设备都是开口系统。如果开口系统内工质的质量与参数随时间变化,则称为不稳定流动开口系统,设备的启动、停车过程都属于这种情况。如果开口系统内工质的质量与参数均不随时间变化,则称为稳定流动开口系统。

(2) 闭口系统

系统与外界没有物质的交换。闭口系统由于与外界没有物质交换,系统内包含的物质质量为一不变的常量,所以又叫做控制质量系统。但应注意:闭口系统具有恒定的质量,但具有恒定质量的系统不一定是闭口系统。例如,在一个稳定流动的系统,进入与离开系统的质量是恒定的,因而系统内的质量也将不变,但这样的系统显然不是闭口系统,而是开口系统。

(3) 绝热系统

系统与外界没有热量交换。事实上,自然界不存在完全隔热的材料,因此,绝热系统只是当系统与外界传递的热量小到可以忽略不计时的一种简化模式。

(4) 孤立系统

系统与外界既没有物质交换,也没有热和功的交换。如果把所有发生相互作用的各种设备作为一个整体,并把这个整体选定为所研究的系统,虽然这个系统内部的各部分可以有物质交换,热和功的交换,但这个系统作为一个整体与外界没有任何相互作用,那么这个系统就是

孤立系统。实际上,与外界绝对不发生任何相互作用的孤立系统是不存在的。当实际存在的系统与外界的能量交换和物质交换减弱到可以略而不计时,可近似地当做孤立系统来处理,所以孤立系统只是一种理想的极限情况。但是,孤立系统的概念对于分析问题是很有用的。例如在图 2-1 中,物体 A 和 B 的温度分别为 T_1 和 T_2 ,若要计算两物体进行热传递最后达到的平衡方程便可求出平衡温度。平衡温是多少,可取 A 和 B 为孤立系统,则 A 放出的热量应等于 B 吸收的热量,由此列出热平衡方程便可求出平衡温度。

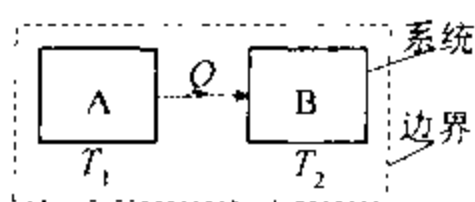


图 2-1 孤立系统内两物体间的热传递

如图 2-2 所示,以蒸汽轮机动力装置为例,其中的锅炉、汽轮机、冷凝器和水泵等,从热力学的观点来看,都是相互作用的、实现能量转换或传递的热力设备。为了进行热力学分析,首

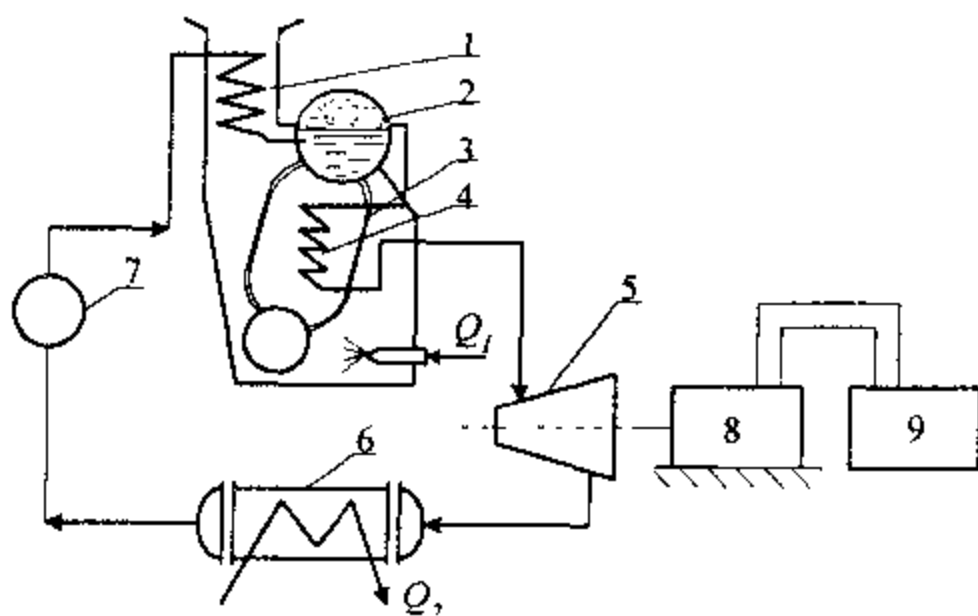


图 2-2 蒸汽动力装置

1-预热器;2-汽包;3-沸水管;4-过热器;5-蒸汽轮机;6-冷凝器;
7-水泵;8-发电机;9-蓄电池

先要在相互作用的各种热力设备中划分一个(或几个)热力设备作为研究对象。如把汽轮机的汽缸选作系统,它有工质的流入和流出,这就是开口系统,如图 2-3 所示。图 2-3 所示的汽轮机如包以绝热材料,当工质流经汽轮机时,其散热量比传输给外界的功量小到可略而不计时,则此开口系统可认为是绝热系统。

又如取流动中一定质量工质作为系统,虽然它在流动,但想像人们一直跟随它运动,由于它的质量始终不变,与外界没有物质交换,也是封闭系统,如图 2-4 所示。该系统的边界即是假想的、运动的、变形的。

2. 按系统内部状况分类

系统按其内部状况的不同可分为以下几种:

(1)单相系和复相系 系统中工质的物理、化学性质都均匀一致的部分称为一个相,相与相之间有明显的界限。由单一物相组成的系统称为单相系。由两个相以上组成的系统称为复相系,如固、液、气组成的系统称为三相系统。

(2)单元系与多元系 由一种化学成分组成的系统称为单元系,纯物质就属单元系,如纯水、纯氧、纯氮等,无论它们是单相还是复相都是单元系。由两种以上不同化学成分组成的系统称为多元系,如化学反应系统、溶液等都属多元系。但是,对于化学上稳定的混合物,如空气在不发生相变时,其化学组成不变,常可当作纯物质对待。

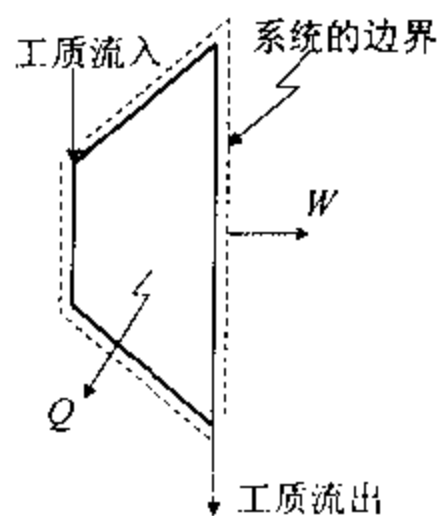


图 2-3 开口系统

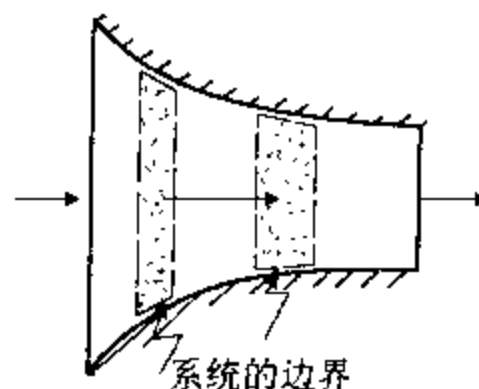


图 2-4 流动中的工质

(3)均匀系统与非均匀系统 内部各部分化学成分和物理性质都均匀一致的系统称为均匀系统,它是由单相组成的。由两个或两个以上的相组成的系统为非均匀系统。例如:微小水滴均匀分布在充满水蒸气的整个容器中,那么,水和水蒸气的混合物为均匀系,如果水在容器底部而水蒸气在其上部,则为非均匀系。

第二节 热力状态及状态参数

一、状态与状态参数

为了对系统中能量转换的情况进行分析计算,首先需要对系统的热力状态进行描述。热力系统在某一瞬间所处的宏观物理状态称为系统的状态。描述系统宏观特性的物理量称为“系统的热力状态参数”,简称“状态参数”。通常系统由工质组成,因此所谓系统的状态,也就是指系统内工质在某瞬间所呈现的宏观物理状况;而描述工质状态的参数也就称为工质的状态参数。

系统或工质的状态是要通过参数来表征的;而状态参数又单值地取决于状态。换句话说,状态一定,描述状态的参数也就一定;若状态发生变化,至少有一种参数随之变化。状态参数的变化只取决于给定的初始与最终状态,而与变化过程中所经历的一切中间状态或路径无关。

二、热力学平衡态

1. 平衡态

力学状态有静止和运动之分,热力系统的状态则有平衡态与非平衡态之分。经典热力学只研究平衡态,只有在非平衡态热力学中才研究非平衡态。热力学平衡态在热力学中是非常重要的概念。

所谓热力学平衡态是指在不外界影响的条件下,如果系统的状态不随时间而变化,则该系统所处的状态称为热力学平衡态。

处于热力学平衡态的系统,只要不受外界的影响,它的状态就不会随时间而改变,平衡不会自发地被破坏,这是热力学平衡态的特点。但应注意,这里所说的“平衡”是指系统的宏观状态而言的,在微观上系统内的粒子总在永恒不息的运动,不可能不随时间而变化。

2. 系统实现平衡态的条件

引起系统状态变化的原因可以是外部的和内部的。在没有外界影响的条件下,系统的状态还不一定处于“平衡”状态。当系统内各部分工质的温度不一致时,在温差的推动下,热量自

发地从高温处传向低温处,系统的状态不可能维持不变,直至温差消失而达到平衡。这种平衡称为热平衡。可见温差是驱动热流的不平衡势差,而温差消失是建立热平衡的必要条件。同样,当系统内部存在不平衡力时,在力差(如压力差)的推动下,系统内各部分间将发生相对位移,系统的状态也不可能维持不变,直至力差消失而达到平衡。这种平衡称为力学平衡。所以力差也是驱动状态变化的一种不平衡势差,而力差消失是建立力学平衡的必要条件。可见,系统处于平衡态的条件就是系统内部不存在不平衡势差。在不发生化学反应的系统内,如同时满足力学平衡条件和热平衡条件,则系统处于热力学平衡态。

不平衡势差是驱使系统状态变化的根本原因,而状态参数不随时间改变仅是现象。判断系统是否处于平衡态,要从本质上加以分析。

3. 平衡与稳定、均匀的差别

如系统内的状态参数不随时间而变,则该系统处于稳态。通常,处于稳态的系统不一定处于平衡态。例如,一根金属棒一端与热的电炉接触,另一端与冷的冰接触,当这根棒内任意一点的温度不随时间而变时,则该系统处于稳态。但该系统内部各点的温度并不是均匀一致的,因而处于非平衡态。既然处于非平衡态,为什么各点温度不随时间而变呢?这是因为系统与外界有热的相互作用。可见,平衡必稳定;稳定未必平衡。

平衡与均匀也是两个不同的概念。平衡是相对时间而言的,而均匀是相对空间而言的。均匀必平衡,平衡不一定均匀。例如处于平衡状态下的水和水蒸气组成的系统,虽汽液两相的温度和压力分别相同,但在两相(液相和汽相)的分界面上,密度发生突变,显然并非均匀系统。

处于平衡态的系统,系统内部各处状态参数均匀一致且不随时间而变化,对于整个系统就可用一组统一的并具有确定数值的状态参数来描述,使热力分析大为简化。因此,工程热力学中只研究系统的平衡态。

三、热力状态参数

在工程热力学里,常用的状态参数有6个,即压力、温度、体积、热力学能、焓和熵。它们的定义和意义,以后将逐个介绍。工程热力学里之所以引用这些状态参数,是因为它们全都直接或间接地与系统的能量或能量转换有关。

状态参数的数值由系统的状态惟一确定。当系统从初态变为终态时,状态参数的变化量,只与系统的初、终状态有关,而与变化的途径无关。因此,状态参数是系统状态的单值函数或点函数,状态参数的微元变量是全微分。这是判断某一参数是否为状态参数的充分和必要条件。在热力学中,还有一类参数,它们的变化量不仅与系统的初、终状态有关,而且与变化的途径有关。这类参数不是状态参数,而是路径函数,它们的微元变量不是全微分。功和热量是这类参数的例子。

系统的状态参数依照其特性可分为两类:“尺度量”和“强度量”。尺度量是描述系统总体特征的状态参数,如系统的总体积、总摩尔数和总热力学能等,其数值为系统中各部分数值的总和,具有可加性。对于均匀系统,尺度量的数值与系统的质量成正比。强度量是描述系统内各点特征的状态参数,如系统的压力和温度,其数值与系统的质量无关,具有不可加性。对于均匀系统,强度量的数值在空间的分布是均匀一致的。在非平衡态的系统中,强度量的数值在空间的分布不是均匀一致的,如压力差和温度差,就是不平衡势差。

在状态参数中,工程上把可直接观察和测量的参数称为基本状态参数,它们是压力、温度和比体积。下面,分别详细加以介绍。

1. 压力

在工程热力学中,把工质指向系统表面(真实的容器壁面或假想的分界面)单位面积上的垂直作用力,称为“压力”(即压强)。分子运动论把气体的压力看做是气体分子撞击壁面的宏观表现。实际上,容器内的气体分子非常之多,撞击也非常频繁,因此就产生了一个持续的有一定大小的压力,这个压力就是大量分子撞击壁面的平均结果。按分子运动论的观点,气体的压力等于单位体积内的分子数与分子的平均移动动能乘积的 $2/3$ 。

(1) 压力的单位

压力 p 的单位是由压力的定义式

$$p = F/A$$

来确定的。上式中, F 为工质指向表面的垂直作用力, A 为表面面积。由于力 F 和面积 A 选用的单位不同,压力的单位也不同,它们之间的换算关系见附表 1。根据“中华人民共和国法定计量单位”(简称法定单位),压力的单位为 N/m^2 ,称为“帕”,符号为 Pa 。由于 Pa 这一单位所表示的压力太小,实际应用时可用 MPa (10^6Pa) 作为压力单位。

(2) 大气压力

大气压力是由地面上几百公里高的空气层的质量引起的,以符号 p_b 表示。大气压力的大小随纬度、高度以及空气的温度和水蒸气含量而变化。历史上,物理学中把纬度为 45° 平均海平面上常年大气压的平均值定为标准大气压,以符号 atm 表示。现已规定 $1 \text{ atm} = 0.101\,325 \text{ MPa}$ 。

(3) 表压力、真空度、绝对压力

系统的压力可用压力表来测定,并以大气压力作为测量的基准。系统的实际压力数值称为“绝对压力”,以 p 表示。用压力表测得的压力数值不是绝对压力,而是绝对压力与当地大气压力的差值。若绝对压力高于当地大气压力,由压力表测得的压力数值称为“表压力”,以 p_g 表示,则

$$p_g = p - p_b \quad (2-1)$$

例如,在图 2-5 的排出管上,用 U 形管压力计测得的排出压力 $p_g = \rho gh = 0.001\,96 \text{ MPa}$,就是排出管中空气的绝对压力与当地大气压力之差。如用气压计测出当地大气压力为 $p_b = 0.101\,32 \text{ MPa}$,则其绝对压力

$$p = p_g + p_b = 0.001\,96 + 0.101\,32 = 0.103\,28 \text{ MPa}$$

对于绝对压力低于当地大气压力的系统,其表压力将为负值。工程上用“真空度”来表示这种表压力的绝对值,以符号 p_v 表示。可见真空度 p_v 是当地大气压力与绝对压力的差值,即

$$p_v = p_b - p \quad (2-2)$$

例如,在图 2-5 的吸入管上,用 U 形管真空计测得的吸入真空度 $p_v = \rho gh = 0.000\,98 \text{ MPa}$,就是吸入管中空气的绝对压力比当地大气压力低的数值,其绝对压力

$$p = p_b - p_v = 0.101\,32 - 0.000\,98 = 0.100\,34 \text{ MPa}$$

表压力和真空度是以当地大气压力为基准的相对压力,前者表示比大气压力高出的压力值,后者表示比大气压力低的压力值,如图 2-6 所示。由于当地大气压力是会变化的,作为系统的状态参数应该是绝对压力,而不是表压力或真空度。

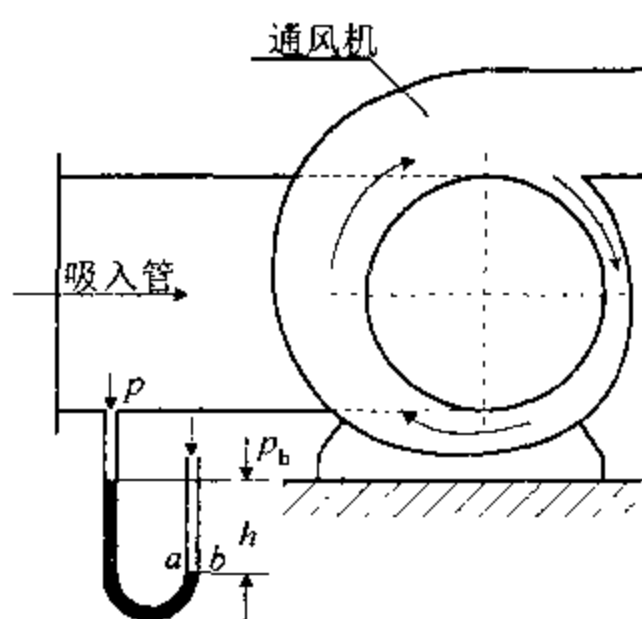


图 2-5 通风机吸、排气管中的 U 形测压表

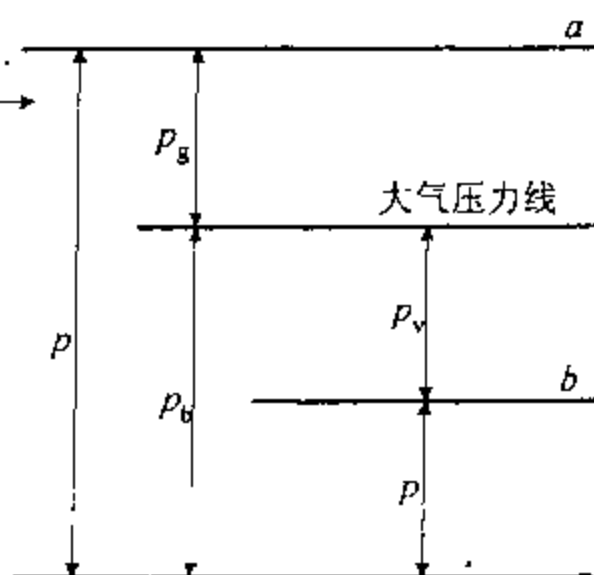


图 2-6 表压力、真空度和绝对压力的关系

在工程计算中,当 $p_g \gg p_b$ 时,由于当地大气压力变化不大,可近似认为 $p_b = 0.1 \text{ MPa}$, 则

$$p = p_g + 0.1 \text{ MPa} \quad (2-3)$$

但当被测压力较小,其数值与当地大气压力相近时,则不能将大气压力看做常数,而应测定 p_b 的具体数值。

2. 温度

表征物体冷热程度的物理量称为温度。人们凭借感觉可以知道物体的冷热,但不能定量地说出物体的温度。要正确地定量表示物体的温度,必须对温度作出严格的定义。

(1) 热平衡定律(热力学第零定律)

温度概念的建立和温度的测定都是以热平衡现象为基础的。有甲、乙两个热力学系统,一个较热,另一个较冷,但它们都处于各自的平衡态。今使甲、乙之间发生热的相互作用而进行热传递,它们原有的平衡态就被破坏。经过足够长的时间以后,两个系统将达到热平衡。

今有甲、乙、丙三个系统,如甲和乙处于热平衡,且甲和丙也处于热平衡,经验表明,则乙和丙必处于热平衡。“两个系统分别与第三个系统处于热平衡,这两个系统彼此之间必定处于热平衡。”这就是热平衡定律。它是热力学的一个基本定律,它不是从热力学第一定律或第二定律推演出来的。从热力学的逻辑推理来看,它居于热力学第一和第二定律之前,因此也称为热力学第零定律。

根据热平衡定律,处在同一热平衡状态的所有热力系统(不论它们是否接触),必定具有某一个共同的宏观特性,描述这个宏观特性的物理量称为“温度”。热平衡定律不仅给出了温度的热力学定义,而且指明了温度比较的方法。因为处于同一热平衡状态的一切物体都有相同的温度,所以在比较各个物体的温度时,不必使它们直接接触,而只需将一个作为标准的物体分别与各个物体处于热平衡即可。这个作为标准的物体称为“温度计”。

(2) 温标

温度的数值表示法称为“温标”。各种各样的温度计的数值都是由温标决定的。0.101 325 MPa下纯水冰点的摄氏温度是 0°C , 沸点是 100°C 。用来测量温度的计量器即温度计必须采用一种随温度增高而成线性变化的物质的特性来表示温度值。装于玻璃毛细管中

的水银柱高度 l 正比于温度值,其摄氏温标的温度值 t °C 用下式表示

$$t(l) = 100 \frac{l - l_0}{l_{100} - l_0} \quad (2-4)$$

式中, $t(l)$ 表示用液柱高度 l 所表示的摄氏温度值; l 为 t °C 时的液柱高度; l_0 和 l_{100} 分别为 0 °C 和 100 °C 时的液柱高度。根据以上法则可以制成各种温度计。

根据测温物质物性变化作为测量温度的温标,称作“经验温标”。由于各种物质物性并不严格与温度呈线性变化,因此其温标都存在一定的误差。因而,需要寻求一种与测温物质的性质无关的温标,这就是建立在热力学第二定律基础上的热力学温标。用这种温标确定的温度称为热力学温度,以符号 T 表示,单位为“开尔文”,用英文字母 K 表示。

1954 年国际计量会议规定只用一个固定点建立标准温标,这个固定点选的就是水的三相点温度(273.16 K)。选三相点温度作温标的固定点比选沸点、冰点优越之处,在于它的确立不依赖于压力的测量,只要在没有空气的密闭容器内使水的三相达到平衡共存,那么其温度就是三相点的温度。三相点的确定方法可靠并易于复现。

与热力学温度并用的有摄氏温度(符号 t , 单位为 °C)、华氏温度(符号 t , 单位为 °F)、朗肯温度(符号 t , 单位为 °R)等,他们之间的换算关系为

$$t^{\circ}\text{C} = T^{\circ}\text{K} - 273.15 \quad (2-5)$$

$$t^{\circ}\text{C} = \frac{5}{9}(t^{\circ}\text{F} - 32) \quad (2-6)$$

$$t^{\circ}\text{R} = t^{\circ}\text{F} + 459.67 \quad (2-7)$$

3. 比体积和密度

质量为 1 kg 的工质所占的体积称为比体积,用符号 v 表示,单位为 m^3/kg 。设质量为 m kg 的工质所占体积为 $V \text{ m}^3$,则其比体积为

$$v = \frac{V}{m} \text{ m}^3/\text{kg} \quad (2-8)$$

1 m^3 工质所具有的质量称为密度,用符号 ρ 表示,单位为 kg/m^3 。设 $V \text{ m}^3$ 工质的质量为 $m \text{ kg}$,则密度为

$$\rho = \frac{m}{V} \text{ kg}/\text{m}^3 \quad (2-9)$$

由以上两式可知,比体积 v 和密度 ρ 互为倒数,即

$$\rho = \frac{1}{v} \quad (2-10)$$

四、状态公理

热力系统的状态可以用状态参数来描述,每个状态参数分别从不同的角度描述系统某个方面的宏观特性。若要确切地描述热力系统的状态,是否必须知道所有的状态参数呢?

如前所述,若存在某种不平衡势差,就会引起闭口系统状态的改变以及系统与外界的能量交换。每消除一种不平衡势差,就会使系统达到某一种平衡。各种不平衡势差是相互独立的。因而,确定闭口系统平衡状态所需的独立变量数目应该等于不平衡势差的数目。由于每一种不平衡势差会引起系统与外界之间某种方式的能量交换,所以这种确定闭口系统平衡状态所需的独立变量数目也就应等于系统与外界之间交换能量方式的数目。在热力过程中,除传热外,系统与外界还可以传递不同形式的功。因此,对于组元一定的闭口系统,当其处于平衡状

态时,可以用于该系统有关的准静态功形式的数目 n 加一个象征传热方式的独立状态参数,即 $(n+1)$ 个独立状态参数来确定。这就是所谓的“状态公理”。

工程热力学所研究的系统一般为简单可压缩系统,该系统中只有体积功一种模式的功,于是确定系统平衡状态的独立变量数为 $1+1=2$,所有状态参数都可以表示为任意两个独立参数的函数。

第三节 热力过程

能量的转换依赖于系统状态的变化。在热力学中,把系统从初始平衡态变化到终了平衡态所经历的全部状态称为“热力过程”,或简称“过程”。要研究和分析系统中的能量转换规律,就要研究和分析过程,可见,过程的研究在工程热力学里占有很重要的地位。

由上节的讨论可知,只有在平衡态下,热力系统的状态才能用统一的热力参数来描述。而热力过程就意味着状态的改变,热力状态改变的原因是由于热力系统内部或外部存在势差,势差的存在必然使平衡态遭到破坏,严格地说,在热力过程中,经历的是一系列非平衡态,这就给用状态参数描述过程带来了困难。为了解决这一困难,在热力学中提出了准静态过程和可逆过程的概念。

一、准静态过程(准平衡过程)

系统的平衡态描述起来最简单。如果过程中系统所经历的每一中间状态均为平衡态,则这种过程中系统状态的描述自然是最简单的。但是状态的变化意味着系统原平衡态的破坏。从原平衡态的破坏到新平衡态的建立需要一定的时间。在热力学中,把恢复平衡所需要的时间称为“弛豫时间”。只要过程进行的时间比弛豫时间长得多,则过程所经历的每一个中间状态可以足够准确地看做平衡态。下面用一个具体例子加以说明。

如图 2-7(a)所示,气缸活塞组成一个绝热封闭系统,系统中充有一定质量的工质,活塞上压着 5 块砝码。开始时,工质处于平衡状态。如果忽略活塞本身的质量,则气缸内工质的压力

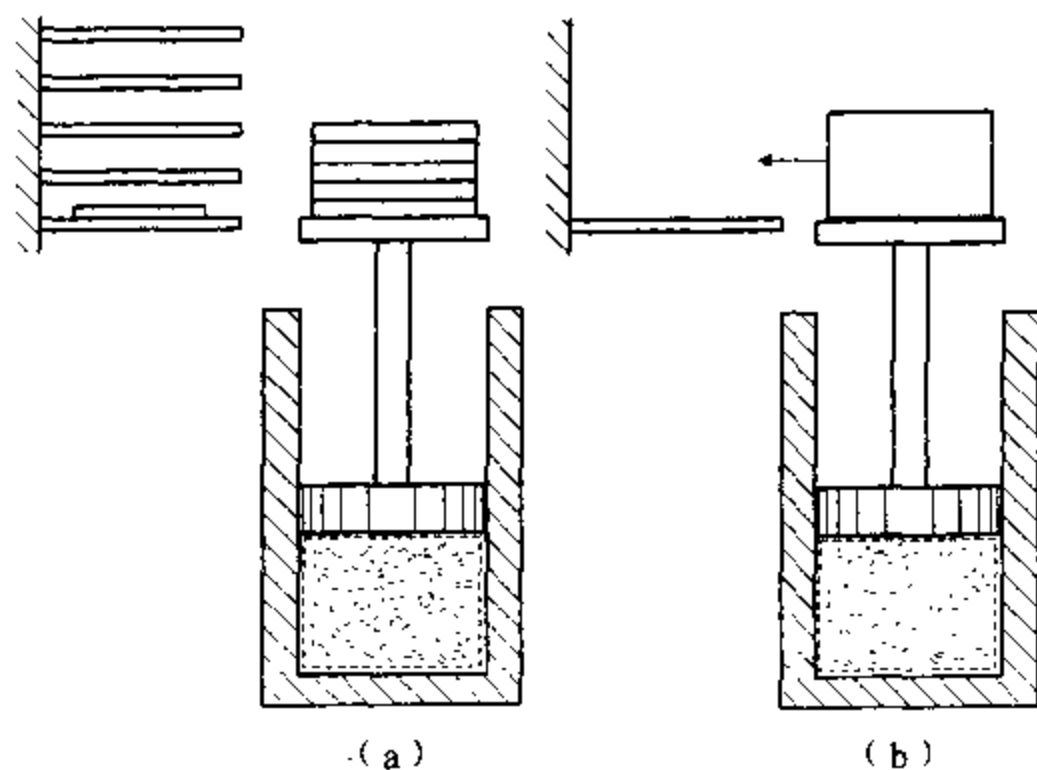


图 2-7 说明准静态过程用图

与作用在活塞背面的大气压力和 5 块砝码的质量相平衡。现将 5 块砝码分 5 次移去,每移走 1 块砝码,由于气缸内工质的压力大于活塞背面的大气压力,活塞将迅速向上运动。于是气缸内工质的初始平衡态被破坏,经过足够长的时间,气缸内工质的压力到处相等并等于外界压力,这时活塞停止向上运动,建立了新的平衡状态。那么,气缸内工质从初态变为终态的过程中所经历的每一步是否为平衡态呢?不是的。因为活塞每向上运动一步,气缸内体积就增大一点,气缸内的工质就要去填充这一空间,因而活塞附近的工质压力就比远离活塞处的工质压力低一些。这样,气缸内各处工质的压力就不再彼此相等,因此系统处于非平衡状态。但是,如图 2-7(b)所示,设想用相同质量的 1 堆沙子代替 5 个砝码,从初态到终态的过程中每次只移去 1 粒沙子。再进一步设想用相同质量的 1 堆面粉代替,每次只移去 1 粒面粉,则系统经历的中间平衡状态就相当多了。

从上述例子可以看出,一般说来,实际过程中每一中间状态都是处于非平衡状态(如膨胀或压缩过程中压力不均匀,加热或放热过程中温度不均匀)。但是,如果控制外界条件,使过程进行得足够缓慢,则过程中所经历的中间状态就越接近平衡状态。因此,准静态过程可定义如下:

“如过程进行得足够缓慢,则封闭系统所经历的每一中间状态足够接近平衡态,这样的过程称为准静态过程。”

准静态过程又称“准平衡过程”。按词义,准平衡过程就是每一中间状态足够接近平衡态的过程。所以,封闭系统所进行的过程是否为准静态过程,可从系统内部是否每一步都足够准确地接近平衡态加以判断。实现准静态过程的充分和必要条件是过程进行的时间比弛豫时间大得多,这就是“准静态”的含义。用这一条件也可以判断过程是否为准静态过程。有些实际过程表面上似乎进行得很快,比如内燃机的膨胀或压缩过程。在这类过程中,活塞运动的平均速度一般每秒几米,但气体中的压力波的速度(使压力不平衡趋向平衡的速度)为音速,一般为每秒几百米,因此过程进行的时间远长于弛豫时间,气缸内各处的压力在过程中每一步都来得及趋于均匀一致,这样的过程可以看做准静态过程。所以,研究准静态过程是有实际意义的。

二、可逆过程

准静态过程这一概念,解决了过程中系统状态的描述问题,是一个系统内部平衡的过程。这对过程的分析计算无疑是很重要的。但这还不够,因为过程是在外界对系统的作用下发生的,因此,还要研究过程对外界所产生效应的性质、系统与外界是否平衡,即过程的不可逆性。由经验可知,实际过程的不可逆因素有:

1. 耗散效应

通过摩擦使功变为热的现象称为耗散效应。功可以通过摩擦自发地(无条件地和全部地)变为热,而热不可能自发地变为功。因此,耗散效应是不可逆的。除摩擦外,电流通过电阻时的热效应、磁滞发热和固体的非弹性变形的热效应等,也是耗散效应。

2. 有限温差下的热传递

热可以自发地从高温物体传到低温物体,而不可能自发地从低温物体传到高温物体。因此,在有限温差下的热传递是不可逆的。

3. 自由膨胀

工质在膨胀时克服外界作用在移动边界上的压力,将对外界作膨胀功。如移动边界上的压力为零,则膨胀功为零,这种膨胀称为自由膨胀。如图 2-8 所示,在一刚性的、与外界绝热的

容器中有一隔板,隔板把容器分为两部分:左边充有气体,右边为绝对真空。将隔板抽出,气体立即向真空膨胀。由于右边原为绝对真空,对膨胀过程的气体没有压力,因而气体没有对外界做功,这是典型的自由膨胀的例子。待足够长时间后,气体均匀分布在整個容器内达到平衡态。一旦整个容器内的气体达到平衡态后,右边的气体不可能自发地回到左边,而使右边恢复绝对真空。可见,自由膨胀是不可逆的。

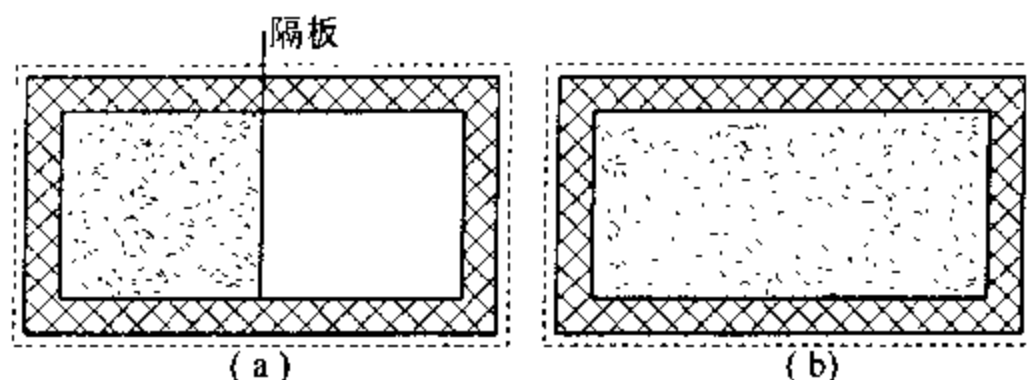


图 2-8 自由膨胀

4. 不同工质的混合

如图 2-9 所示的容器中,隔板左边充有一种气体,右边充有另一种气体。隔板抽出后,左右两边的气体均会自发地向对方扩散,直至两种不同的气体在整个容器内均匀混合。但均匀混合的不同气体不可能自发地分离。可见,不同工质的混合是不可逆的。

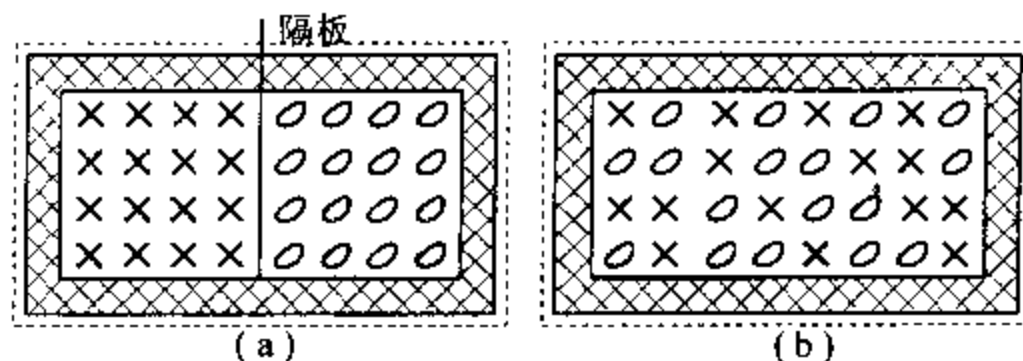


图 2-9 不同工质的混合

还有其他的不可逆现象。但是,对于不考虑化学反应和电磁等效应的系统,其过程的不可逆因素主要就是以上几种。系统进行一个过程后,无论包含几个不可逆因素,还是作为理想极限情况不包含任何不可逆因素,都可以使系统回到其初态。问题是,在系统回到初态的同时,能否消除原过程中外界所发生的一切变化,使外界也恢复自己的初态。因此,可逆过程可定义为:

“系统进行了一个过程后,如系统和外界均能恢复到各自的初态,则这样的过程称为可逆过程。”

系统进行了一个过程后,如仅系统能恢复初态,而在外界遗留了不可逆的变化,则这样的过程为不可逆过程。凡是包含不可逆因素的过程,均为不可逆过程;而不包含任何不可逆因素的过程,才能是可逆过程。

所有的不可逆因素,归纳起来是由系统的非平衡态和与工质粘性有关的耗散效应所引起的。如温度不平衡引起有限温差下的热传递,压力不平衡引起自由膨胀等。在粘性流体的流动中,存在着流体的宏观动能通过粘性摩擦变为热的现象(即耗散效应)。准静态过程为系统内部平衡的过程。可逆过程为没有任何不可逆因素的过程,即系统内部平衡和无耗散效应的过程。因此,这两个过程之间的关系可表达为“无耗散效应的准静态过程为可逆过程”。

可见,准静态过程是内部平衡过程,可逆过程是内部和外部均平衡的过程。可逆过程必定是准静态过程,而准静态过程不一定是可逆过程。

三、状态方程和状态参数坐标图

系统在准静态过程所作的功,称为“准静功”。准静功的形式很多,如体积功(工质体积变化时所作的膨胀功或压缩功),拉伸功(固体中弹性力所作的功),液体表面张力所作的功,以及电磁功等。对于由不考虑磁效应、电效应和表面效应的工质所组成的封闭系统,其准静功只有体积功一种形式。这种只有体积功一种准静功形式的封闭系统称为“简单热力系统”。除功以外,封闭系统与外界还可能热交换。因此,简单热力系统与外界的相互作用只有两种方式:体积功和热量。由状态公理知:当该系统处于热力学平衡态时,只要用两个独立的状态参数便可确定其状态。所谓两个独立的状态参数,就是指其中一个不能只是另一个的函数。例如比体积 v 和密度 ρ 互为倒数,所以 v 和 ρ 不是两个独立的状态参数。因此,可以任取两个独立的状态参数 (Φ_1, Φ_2) 作为自变量,其余的状态参数 Φ 则为因变量,即

$$\Phi = \Phi(\Phi_1, \Phi_2) \quad (2-11)$$

据此,基本状态参数 p, v, T 之间存在着确定的关系,即

$$f(p, v, T) = 0 \quad (2-12)$$

式(2-12)称为“工质的状态方程”。

既然简单可压缩系统的平衡状态可由任意两个独立参数确定,因此,人们常采用由两个参数构成的平面坐标系来描述工质的状态和分析状态变化过程,如以压力 p 为纵坐标、比体积 v 为横坐标的 $p-v$ 图。取 1kg 工质为封闭系统,则系统的一个平衡态可用 $p-v$ 图上一个点表示,反之, $p-v$ 图上一个点表示了系统的一个平衡态,如图 2-10 所示。如系统从初态 $1(p_1, v_1)$ 经历了一个准静态过程变为终态 $2(p_2, v_2)$,由于准静态过程中的每一个中间状态均可看作平衡态,所以准静态过程在 $p-v$ 图上可用一条连续的曲线表示。对于非静态过程,则由于其中的中间状态系统内部压力不均匀,在 $p-v$ 图上无法用一条连续曲线表示。所以,准静态过程中系统状态的描述是最简单的。热力学中,在 $p-v$ 图上有时用一条虚线表示非静态过程,它只能大致描述过程的趋势,而不能表示过程所经历的中间状态。

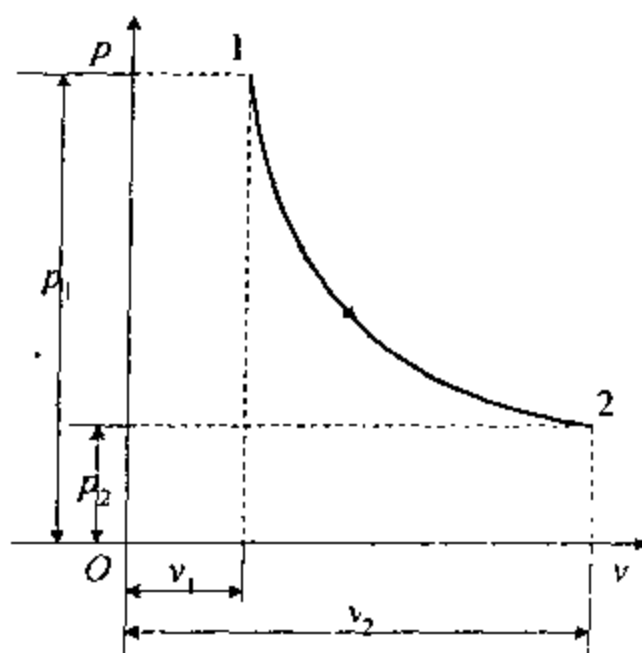


图 2-10 准静态过程在 $p-v$ 图上的表示

第四节 热力循环

功变热和热变功,从本质上说,它们是两种根本不同的转换。功可以自发地转变为热,而热变功却不能自发地进行。热变功的根本途径是依靠工质的膨胀。为了持续不断地将热转换为功,工程上是通过热机来实现的。工质在热机气缸中仅仅完成一个膨胀过程是不能满足要求的。为了能重复地进行膨胀过程,工质在每次膨胀之后必须进行压缩,以便又回到初态。工质从初态出发,经过一系列状态变化又回到初态,这种闭合过程称为“循环”。

含有不可逆过程的循环称为不可逆循环;全部由可逆过程组成的循环称为可逆循环。在

状态参数坐标图上,可逆循环用闭合实线表示,不可逆循环中的不可逆过程由虚线表示。循环有正向循环和逆向循环。正向循环都是按顺时针方向进行,工质经历一个循环要对外做出功量,也叫做动力循环,如图 2-11 上的 1—2—3—4—1。逆时针方向进行的循环是逆向循环,工质经历一个循环,要接受外界提供的功量,把热量从低温热源传递到高温热源。如循环的目的是制冷叫做制冷循环;如果用作供热则叫做供热循环(热泵循环)。如图 2-11 上的 1—4—3—2—1。

循环的经济性指标用工作系数来表示,即

$$\text{工作系数} = \text{收益/代价}$$

热机循环的经济性用循环热效率 η_t 来衡量,即

$$\eta_t = \frac{W}{Q_1} \quad (2-13)$$

式中, W 是循环对外界做出的功量; Q_1 是从高温热源吸取的热量。

制冷循环的经济性用制冷系数 ϵ 来衡量,热泵循环的经济性用供热系数 ϵ_h 来衡量,即

$$\epsilon = \frac{Q_2}{W} \quad \epsilon_h = \frac{Q_1}{W} \quad (2-14)$$

式中, Q_2 是该循环从低温热源吸取的热量; Q_1 是向高温热源提供的热量; W 为消耗的功量。

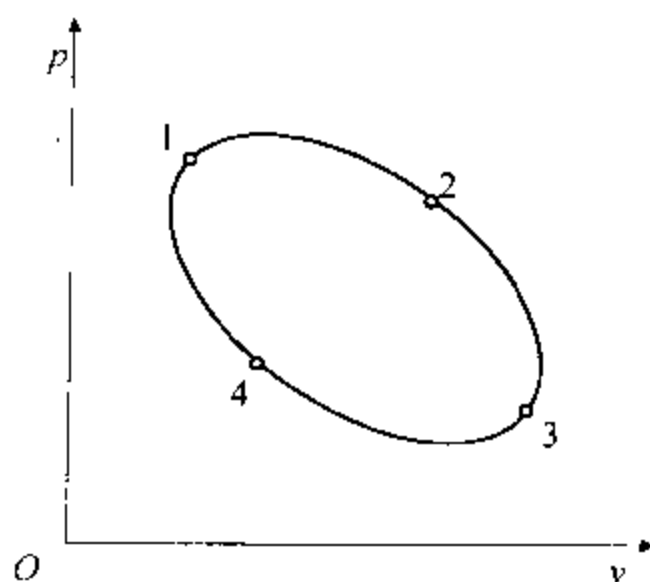


图 2-11 热力循环

复习思考题

1. 引入热力平衡态解决了热力分析中的什么问题?
2. 平衡态与稳态的联系与区别是什么? 不受外界影响的稳态是否是平衡态?
3. 准静态过程如何处理“平衡状态”又有“状态变化”的矛盾?
4. 有人说,不可逆过程是无法恢复到起始状态的过程,这种说法对吗?
5. 某工质热力状态保持一定,试问,测定该工质的压力表读数值能否发生变化? 为什么?
6. 对于运动的热力系,系统的位置与速度是否是它的热力状态参数?
7. 试说明下列实际热力设备或装置各属何种系统:
 - (1) 内燃机压缩冲程中的压缩空气;
 - (2) 运行中的蒸汽锅炉;
 - (3) 备用的充有压缩空气的空气瓶中的压缩空气;
 - (4) 包括热源、冷源和功的接受装置在内的整套蒸汽动力装置。
8. 温度的热力学定义是什么? 仿照温度的热力学定义,试用平衡和系统的概念来表述压力的热力学定义。
9. 准静态过程和可逆过程的热力学定义是什么? 在热力学中讨论这两个过程有什么重大意义? 准静态过程和可逆过程的联系和区别是什么?
10. 系统经过一任意过程后,能否不管对外界的影响,而只根据系统的状态来判别该过程是否可逆? 为什么?

习 题

1. 某油船蒸汽锅炉的表压力为 1.3 MPa , 冷凝器的真空度为 0.094 MPa , 当地大气压力为 0.1 MPa 。试求锅炉和冷凝器中的绝对压力各为多少(以 MPa 表示)?

2. 某远洋货船真空造水设备的真空度为 0.0917 MPa , 当地大气压力为 0.1013 MPa , 当航行至另一海域, 其真空度变化为 0.0874 MPa , 而当地大气压力变化为 0.097 MPa 。试问该真空造水设备的绝对压力有无变化?

3. 某锅炉进风压力表为充油的 U 形管压力表, 进风压力读数为 30 mm 油柱液位差(高于当地大气压力), 如当地大气压力为 0.1 MPa , 而油的密度为 850 kg/m^3 , 试求进风表压力和绝对压力各为多少(以 MPa 表示)?

4. 牛顿温标, 用符号 $^{\circ}\text{N}$ 表示其温度单位, 并规定水的冰点和沸点分别为 100°N 和 200°N , 且线性分布。

(1) 试求牛顿温标与国际单位制中的热力学绝对温标(开尔文温标)的换算关系式;

(2) 绝对零度为牛顿温标上的多少度?

5. 判断下列过程中哪些是不可逆的, 并扼要说明不可逆的原因。

(1) 在大气压力为 0.1013 MPa 时, 将两块 0°C 的冰互相缓慢摩擦, 使之化为 0°C 的水。

(2) 在大气压力为 0.1013 MPa 时, 用 $(0 + dt)^{\circ}\text{C}$ 的热源($dt \rightarrow 0$)给 0°C 的冰加热使之变为 0°C 的水。

(3) 对刚性容器中的水加热, 使其在恒温下蒸发。

(4) 对刚性容器中的水搅拌, 使其在恒温下蒸发。

(5) 一定质量的空气在不导热的气缸中被活塞缓慢地压缩(不计摩擦)。

(6) 100°C 的水和 15°C 的水混合。

6. 现有一如图 2-12 所示装置, 通过一重物 m 下降, 转动容器 A 中的搅拌轮, 搅拌其中的流体。容器 A 中的流体通过透热壁与容器 B 中的冰-水混合物发生热接触。容器 B 的外壁是绝热的。分析时, 若要使所取系统与外界的相互作用为:

(1) 无热交换作用; (2) 无功交换作用; (3) 既无热交换又无功交换作用; (4) 既有热交换又有功交换作用。应分别取什么为系统?

7. 在分析压缩机的气体压缩问题时, 若取气缸、活塞和气缸中气体为系统(图 2-13), 则在描述该系统的平衡状态时有何不便? 为什么?

8. 如图 2-14 所示的一圆筒容器, 表 A 的读数为 360 kPa ; 表 B 读数为 170 kPa , 表示室 I 压力高于室 II 的压力。大气压力为 760 mmHg 。试求(1) 真空室以及 I 室和 II 室的绝对压力; (2) 表 C 的读数; (3) 圆筒顶面所受的作用力。

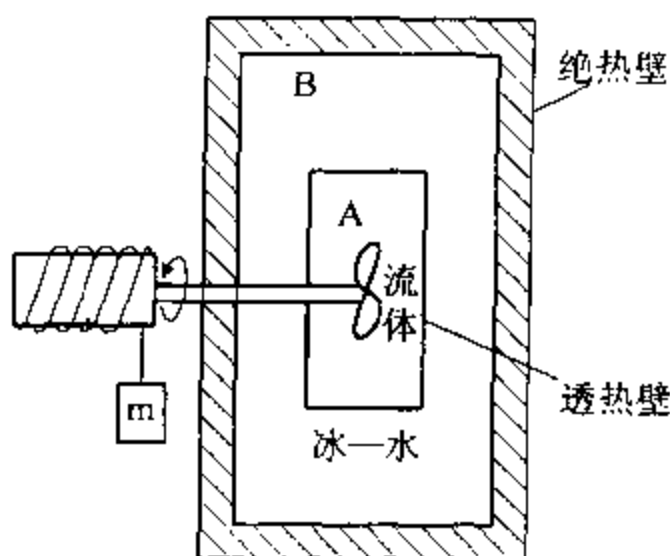


图 2-12 习题 6 用图

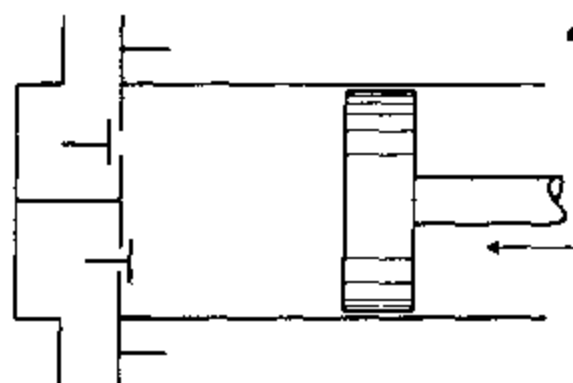


图 2-13 习题 7 用图

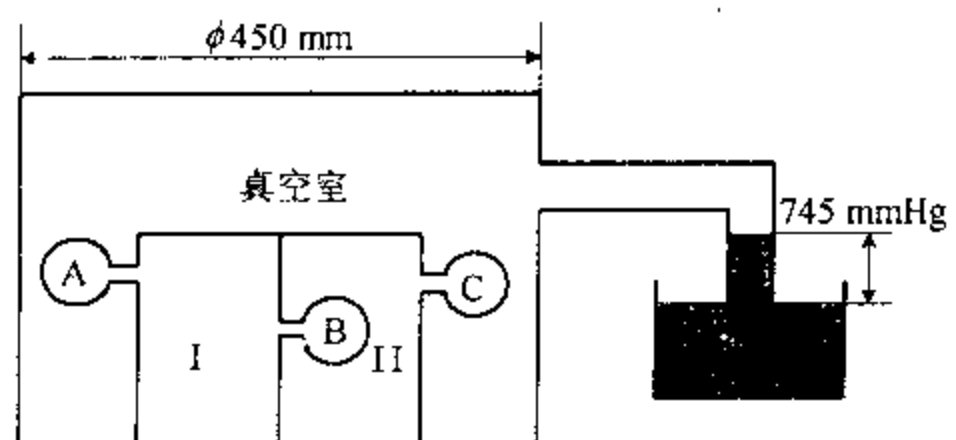


图 2-14 习题 8 用图

第三章 热力学第一定律

热力学第一定律是能量转换和守恒定律在热力学系统中的具体应用,它揭示了能量转换在数量上守恒的规律。本章讨论热力学第一定律的实质,储存能量和传递能量、封闭系统和开口系统的热力学第一定律及其数学表达式,并相应引出状态参数热力学能和焓。

第一节 热力学第一定律的实质

根据人们的实践经验和精确实验得知,自然界存在各种形式的能量,如与物体宏观运动相联系的机械能(动能、重力势能和弹性势能等),与原子结合为分子相联系的化学能,与原子核反应相联系的核能,以及与分子不规则的热运动相联系的热能等,各种形式的能量不能被创造也不能被消灭,只能相互转换,且在转换时数量上守恒。这就是自然界的普遍规律——能量转换和守恒定律。

热力学第一定律的实质是能量转换和守恒定律在热力学系统中的具体应用。据此,热力学第一定律可表达为“在孤立系统内能量的总量保持不变”。对于任意热力学系统,热力学第一定律可表达为

$$\text{输入系统的能量} - \text{系统输出的能量} = \text{系统中储存能量的变化量} \quad (3-1)$$

根据上式,可将能量分为传递中的能量和系统中储存的能量两大类。传递中的能量,即通过系统边界传递的能量有两种——功和热量,它们不是状态参数,而是过程函数。系统的储存能量,从宏观来看,当系统的状态一定时,就有一个确定的数值,因而是一个状态参数。历史上,有人企图制造一种不耗费任何能量而不断循环做功的机器。这种机器称为第一类永动机。实践证明第一类永动机是造不成的,因为这种机器从根本上违反能量转换和守恒定律。所以,热力学第一定律又可表述为“第一类永动机是造不成的”。

第二节 系统的储存能量

能量是物质运动的量度,运动有各种形式,相应地就有各种不同的能量。在工程热力学中,为讨论方便,将储存能量分为两类:一类是以系统内部的状态参数来描述的能量,称为内部储存能;另一类与系统整体运动和重力场有关,称为外部储存能。下面分别加以讨论。

一、内部储存能——热力学能

物质内部具有各种能量,如由原子结合成为分子的化学能,原子内部的原子能以及分子热运动热动能和分子间相互吸引力的位能。由于热力学所讨论的是热能和机械能之间的相互转换,因此把物质分子运动具有的平均动能和分子间相互作用而具有的分子间的势能称为物质的“热力学能”。简言之,物质具有的热能称为热力学能。

物质的热力学能通常用 U 表示,单位是 kJ ,单位质量的热力学能称为比热力学能,以下式表示

$$u = U/m \text{ kJ/kg}$$

1004-3

物质热力学能的大小决定于该物质的温度和比体积,即

$$u = f(t, v)$$

可见热力学能只由物质在某一时刻的状态参数来确定,与该时刻前的过程无关。因此,热力学能是物质的状态参数。

二、外部储存能

外部储存能是以系统相对于其外部参照系的参数(外部参数)来描述的能量,它包括宏观动能和重力势能。

1. 宏观动能

系统作为一个整体,相对系统以外的参考坐标,因宏观运动而具有的能量,称为宏观动能,简称动能,用 E_k 表示,则

$$E_k = \frac{1}{2} m w^2$$

2. 重力势能

系统由于重力场的作用而具有的能量称为重力势能,简称势能,用 E_p 表示,则

$$E_p = mgh$$

系统的整体速度 w 和高度 h ,都是相对于其外部参照系而言的力学参数。

三、系统的总储存能(简称总能)

系统的总储存能为热力学能、动能和势能之和,即

$$E = U + E_k + E_p \quad (3-2)$$

$$e = u + e_k + e_p$$

第三节 系统与外界传递的能量

对系统进行热力分析,主要就是分析系统与外界相互作用时所传递的能量并计算它们的数值。对封闭系统而言,能量传递的方式有两种,即做功和热传递。

一、功

1. 功的热力学定义

在力学中,功的定义为力与同方向位移的乘积,对于变力作的功为

$$w = \int_1^2 F dx$$

微元功为

$$\bar{d}w = F dx \quad (3-3)$$

上式中“ $\bar{d}w$ ”表示微元功,不是全微分。

但是,在热力学中,经常遇到的是气体膨胀的情况,它的位移难以确定。因此,当用宏观的观点处理热力学问题时,将功的定义和系统与外界之间的相互作用效果联系起来。如图 3-1 所示,在气缸中有一定质量的高压气体。当高压气体膨胀时,活塞向右移动,通过曲柄连杆机构可以使一重物升起。取高压气体为封闭系统,活塞、曲柄连杆机构和重物都是外界。当系统膨胀时,系统通过边界,和外界发生了功的相互作用,其惟一的外界变化就是重物的升起(不计活塞、曲柄连杆的质量)。因此,在热力学中,可以把功定义为:

“当封闭系统通过边界,和外界之间发生相互作用时,如外界的唯一效果是升起重物,则系统对外界作了功;反之,如外界的唯一效果是降低重物,则外界对系统作了功。”

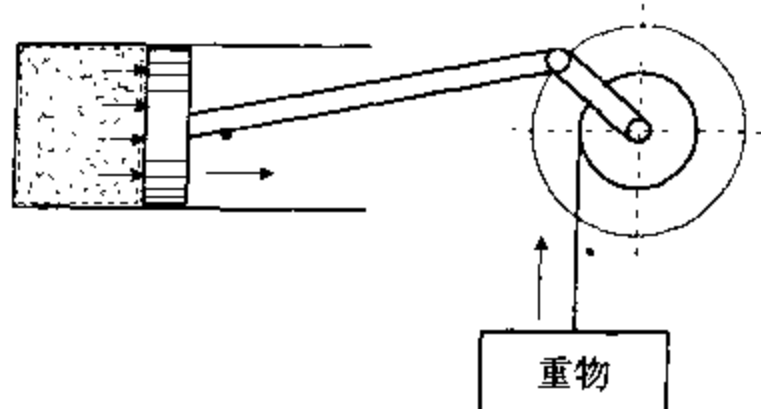


图 3-1 封闭系统做功

功的热力学定义给出了系统与外界是否发生了功的相互作用的判据,这就是外界是否升起或降低重物,而且功的数值也可以根据重物的升起或降低来计算。按传统习惯,规定系统对外界做功为正,而外界对系统做功为负。系统对外界做功也可以是使外界

的弹簧受到压缩,这时可以把弹簧的压缩折合为重物的升高。因此,外部的唯一效果是重物的升起或降低,这可以是实际发生的,也可以是折合的。

与系统只发生功的相互作用的外界,称为“功源”。从功的热力学定义还可看出,功是系统和外界之间能量传递的一种方式,或者说,功是传递中的能量。它只在通过边界时出现,一旦这种传递中的能量通过了边界时,它便“消失”了并转化为系统或外界的能量,因此,说系统“具有”多少功是没有意义的,即功不是系统的状态参数。功只是系统发生变化时在其边界上出现的参数,功的数值与状态变化所经历的途径有关。

2. 体积功

工质体积改变时所做的功称为体积功。工质膨胀时对外界作的功称为膨胀功;反之,工质被压缩时,外界对工质所作的功称为压缩功。

如图 3-2 所示,在气缸中有 1 kg 工质,把它选为所研究的封闭系统。当工质从初态 1 沿过程 1A2 膨胀到终态 2 时,系统对外界作的功称为单位质量膨胀功,以符号 w 表示,单位为 J/kg 或 kJ/kg。现对 w 计算如下。

设气缸内压力为 p ,作用在活塞右边的外界压力为 p_{out} ,活塞面积为 A ,则外界作用在活塞右边的总力为 $p_{out}A$,气缸与活塞间的摩擦力为 F_f 。当工质作微元膨胀时,活塞向右移动的距离为 dx 。因摩擦力与活塞移动方向相反,所以膨胀时,系统的总压力 pA , $p_{out}A$ 与 F_f 三者之间的关系为 $(p - p_{out})A = F_f$ 。这时,系统对外界作的微元膨胀功 $\bar{d}w$ (因为功不是状态参数,微元功用 $\bar{d}w$ 表示,以与全微分区别) 为

$$\bar{d}w = p_{out} A dx$$

式中, $A dx = dv$ 为工质在微元膨胀时比体积的变化,所以

$$\bar{d}w = p_{out} dv \quad (3-4)$$

系统本身膨胀功为

$$\bar{d}w_v = p A dx = p dv \quad (3-5)$$

系统本身膨胀功与系统对外界所作的膨胀功之差为

$$\bar{d}w_v - \bar{d}w = p A dx - p_{out} A dx = F_f dx \quad (3-6)$$

摩擦力乘位移为摩擦功。在准静态过程 1A2 中,系统的膨胀功减去摩擦功才是系统对外

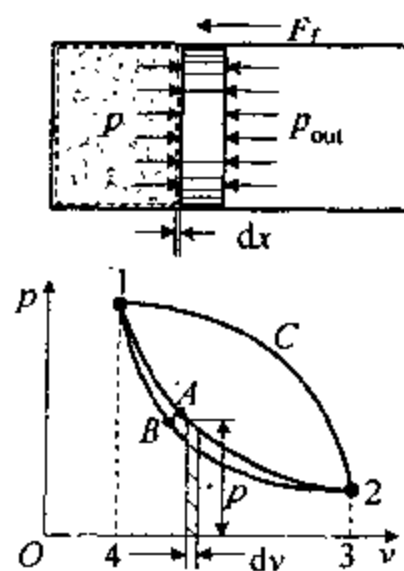


图 3-2 封闭系统的膨胀功

界作的膨胀功。当气缸与活塞之间的摩擦力等于零时,系统的内外压力随时相等,则过程 1A2 不仅是准静态的,而且是可逆的。于是,对可逆过程有

$$\bar{d}w = p dv \quad (3-7)$$

如可逆过程 1A2 中压力随比体积的变化关系 $p = f(v)$ 已给定,代入上式,则单位质量膨胀功为

$$w = \int_1^2 p dv = \int_1^2 f(v) dv = \text{面积 } 1A2341 \quad (3-8)$$

可见,可逆过程的单位质量膨胀功可以用 $p-v$ 图中过程曲线下的面积表示。准静态过程曲线下的面积只能表示系统本身作的膨胀功,而可逆过程曲线下的面积才是系统对外界作的膨胀功。由于摩擦功 w_f 总是取正值,所以在系统状态参数经历的变化相同时,可逆过程中对外界作的膨胀功最大。

从图 3-2 可以看出,当初态 1 和终态 2 给定时,可逆过程可以沿不同的途径进行,如 1A2、1B2 和 1C2 等。与之相对应的,必有不同数值的膨胀功,如面积 1A2341、面积 1B2341、面积 1C2341,而且还和过程有关,即功不是状态参数,而是过程函数。

在可逆过程中,封闭系统与外界有无功的相互作用以及功交换的方向,可由式(3-7)判断。当 $dv = 0$ 时, $\bar{d}w = 0$, 即工质的比体积不变,系统与外界没有功的相互作用。当 $dv > 0$ 时, $\bar{d}w > 0$, 即工质膨胀时,系统对外界作膨胀功。反之,当 $dv < 0$ 时, $\bar{d}w < 0$, 即工质被压缩时,外界对系统作压缩功,压缩功可以理解为负的膨胀功。

如封闭系统中工质的质量为 m kg,因体积是尺度量,对于均匀系统 $V = mv$,则可逆过程中系统对外界作的膨胀功为

$$W = \int_1^2 p dV = \int_1^2 p m dv = mw \quad (3-9)$$

式中, W 的单位为 J 或 kJ。

二、热量

外界对系统作功可以增加其能量。此外,外界对系统加热也可以增加其能量。可见,功和热是改变系统能量的两种方式。在热力学中,热量的定义为:

“热量是除功以外,通过边界由外界传递给封闭系统的能量。”

按习惯,规定外界加给系统的热量为正,而系统给外界的热量为负。与功类似,热量也是传递中的能量。它只在通过边界时出现,一旦这种传递中的能量通过了边界时,它便“消失”了并转化为系统或外界的能量。因此,说系统“具有”多少热量是没有意义的,热量也不是系统的状态参数。它的数值与系统状态变化途径有关。

与系统只发生热的相互作用的外界,称为“热源”,而且认为热源的热容量足够大,以致热源放热或吸热时其温度保持不变。

但是热量与功有着本质上的区别:功是由于外界重物的升降(真实的或折合的)而产生的系统与外界的相互作用,它是规则运动的能量传递方式。热量是传递中的总能量扣除规则运动传递后的剩余部分。例如,外界加给系统的能量为 10 kJ,其中外界对系统作功为 4 kJ,这样,外界加给系统的热量为 6 kJ。由经验得知,热量总是从高温处自发地传到低温处,温度差是热量传递的驱动力。按分子运动论观点,温度是物质内部分子热运动剧烈程度的度量。因

此,热量是不规则热运动的能量传递方式。

第四节 封闭系统热力学第一定律的表达式

如图 3-3 所示,取气缸中质量为 $m \text{ kg}$ 的工质为封闭系统,其外界为热源和功源。当热源给系统加热量 Q 、系统对功源作膨胀功 W 时,按能量转换与守恒定律,输入系统的能量为 Q ,系统输出的能量为 W ,系统热力学能的变化量为 $\Delta U = (U_2 - U_1)$,它们三者之间的关系由式(3-1)得

$$Q - W = \Delta U \text{ 或 } Q = \Delta U + W \quad (3-10)$$

式(3-10)为封闭系统热力学第一定律的数学表达式。



图 3-3 封闭系统与外界的能量转换

对于单位质量的封闭系统,式(3-10)可写为

$$q = \Delta u + w \quad (3-11)$$

对于一个微元过程,可写为

$$\bar{d}q = du + \bar{d}w \quad (3-12)$$

以上三式为封闭系统热力学第一定律的三种表达式。它们说明热源加给封闭系统的热量用于系统热力学能的增加和对功源作的膨胀功。上述公式中的 q 、 Δu 和 w 都是代数值,即

$q > 0$, 表示热源对系统加热; $q < 0$, 表示系统向热源放热。

$\Delta u > 0$, 表示系统比热力学能增加; $\Delta u < 0$, 表示系统比热力学能减少。

$w > 0$, 表示系统对功源做功; $w < 0$ 表示功源对系统做功。

从上述三式可以看出,当初、终态给定时,热力学能的变化量为定值,但过程不同时,膨胀功有不同数值,因而热量也有不同数值。这就具体地说明热量不是状态参数,而是过程函数。上述三式是由普遍适用的能量转换和守恒定律直接应用于封闭系统而导出的,所以,它们对任何工质和任何过程(可逆或不可逆过程)都是适用的。

对可逆过程,因为 $\bar{d}w = p dv$, 所以封闭系统可逆过程的热力学第一定律为

$$\bar{d}q = du + p dv \quad (3-13)$$

$$q = \Delta u + \int_1^2 p dv \quad (3-14)$$

$$Q = \Delta U + \int_1^2 p dV \quad (3-15)$$

例 3-1 有一定质量的工质从状态 1 沿 1A2 到达终态 2, 又沿 2B1 回到初态 1, 并且 $Q_{1A2} = 50 \text{ kJ}$, $U_2 - U_1 = 10 \text{ kJ}$, $W_{2B1} = -5 \text{ kJ}$ 。试判断沿过程 1A2 工质是膨胀还是压缩, 并且求工质沿 1A2B1 回到初态时的净吸热量和对外作的净功。

解 取工质为封闭系统, 由式(3-10)得

$$W_{1A2} = Q_{1A2} - (U_2 - U_1) = 50 - 10 = 40 \text{ kJ}$$

因 $W_{1A2} > 0$, 系统对外界作膨胀功, 所以工质膨胀。

系统从初态出发经过一系列的状态变化又回到初态, 这样的闭合过程在热力学中称为循环。将式(3-10)应用于循环时, 因为热力学能是系统的状态参数, 系统经过循环又回到初态, 热力学能的变化量为零。所以

$$\oint dU = 0$$

$$\oint \bar{d}Q = \oint \bar{d}W$$

式中, $\oint$ 表示沿循环路径的曲线积分。在循环中系统从外界吸收的净热量等于系统对外界作的净功。因为

$$\oint \bar{d}W = W_{1A2} + W_{2B1} = 40 - 5 = 35 \text{ kJ}$$

$$\oint \bar{d}Q = \oint \bar{d}W = 35 \text{ kJ}$$

所以, 系统对外作的净功为 35 kJ, 系统从外界吸收的净热也是 35 kJ。从这个简单的例子可以看出, 不消耗外界任何能量而在循环中只对外界作净功的第一类永动机是造不成的。

第五节 开口系统热力学第一定律的表达式

在热动力装置和制冷装置中, 汽轮机、锅炉、冷凝器和压缩机等热力设备均有工质流入和流出。对这类有工质流入和流出的热力设备, 应作为开口系统进行分析和研究。在开口系统中, 系统与外界有物质的交换, 因而必须遵循质量守恒定律; 工质在系统中是流动的, 因而必须遵循力学定律; 工质与外界有能量的交换, 因而必须遵循能量转换和守恒定律。可见, 要分析开口系统中的能量转换关系, 必须同时应用上述三个定律。

一般情况下的开口系统能量转换关系是极其复杂的。本书仅讨论工程中的常见情况。首先, 只讨论位置和形状都不随时间而变化的开口系统。其次, 讨论工质在开口系统中的流动为一元稳定流动的情况。所谓一元流动, 是指与流动方向垂直的同一截面上各点工质的状态参数和流速都是相同的, 工质的状态参数和流速仅沿流动方向作一元的变化; 而稳定流动(流体力学中称为定常流动)是指开口系统内的任一点的状态参数和流速均不随时间而变化。

一、连续性方程

连续性方程就是质量守恒定律在工质流动中的应用。如图 3-4 所示, 工质在开口系统中作一元稳定流动。设截面 1—1 和 2—2 的面积分别为 A_1 和 A_2 , 工质在截面 1—1 和 2—2 的比体积分别为 v_1 和 v_2 , 速度分别为 w_{g1} 和 w_{g2} , 则进出口的质量流量分别为

$$q_{m1} = \frac{A_1 w_{g1}}{v_1} \quad q_{m2} = \frac{A_2 w_{g2}}{v_2} \text{ kg/s}$$

按照质量守恒定律, 在稳定流动时, 系统内的质量不变, 因此, 进出口的质量流量应该相等, 而且应该等于任意一个与流动方向相垂直的截面上的质量流量, 即

$$q_{m1} = q_{m2} = \frac{A_1 w_{g1}}{v_1} = \frac{A_2 w_{g2}}{v_2}$$

或

$$q_m = \frac{A w_g}{v} = \text{常数} \quad (3-16)$$

式(3-16)称为一元稳定流动的连续性方程。

二、可逆流动方程

如图 3-5 所示,工质在开口系统中作一元稳定流动,取一与流动方向垂直、截面面积为 A 、厚度为 dx 的流动工质为“隔离体”。这一微元隔离体的质量为

$$dm = \rho \cdot A dx = \frac{1}{v} A dx$$

取这一流动中的微元隔离体为研究对象,则它就是一个封闭系统。这一微元隔离体从流入开口系统到流出开口系统,其状态发生了变化。只要沿流动方向状态变化是连续的,这一微元隔离体在一元稳定流动中所经历的状态变化过程就为准静态过程,这是因为它所经历的每一中间状态均为平衡态。如进一步假定过程中无耗散效应,则开口系统内流动工质所进行的过程为可逆过程。可见,所谓开口系统,实质上是指微元隔离体(封闭系统)在其中流动所进行的过程为可逆过程。可逆流动方程为力学定律在流动工质的可逆过程中的应用。

当微元隔离体移动 dx 时,流速从 w_g 变化到 $(w_g + dw_g)$, 其动能变化量(略去高阶小量)为

$$\frac{1}{2} dm [(w_g + dw_g)^2 - w_g^2] = dm \cdot w_g dw_g = \frac{1}{v} A w_g dw_g dx$$

在此同时,压力对微元隔离体做功为

$$- dp \cdot A \cdot dx = - A dp dx$$

此外,外界通过旋转轴对流动工质作了功,这种功称为“轴功”,以符号 W_s 表示。单位质量的轴功称为比轴功,以 w_s 表示。因此,外界对微元隔离体作的轴功为

$$- dW_s = - d[(dm) \cdot w_s] = - dm \cdot dw_s = - \frac{1}{v} A dw_s dx$$

上式的“-”表示外界对系统做功。由于过程中没有耗散效应,摩擦功为零。因为工质通常为气态,实际热力设备进出口高度差不过几米,因此重力做功可以略而不计。

根据力学中的动能定理,对微元隔离体做功的总和等于其动能的变化量,于是可得

$$- A dp dx - \frac{1}{v} A dw_s dx = \frac{1}{v} A w_g dw_g dx$$

等式两边除以 $\frac{A dx}{v}$, 并整理得

$$- v dp = w_g dw_g + dw_s = d\left(\frac{w_g^2}{2}\right) + dw_s \quad (3-17)$$

这就是可逆流动方程的微分形式。积分此式可得可逆流动方程为

$$\frac{1}{2} (w_{g2}^2 - w_{g1}^2) + w_s = - \int_1^2 v dp \quad (3-18)$$

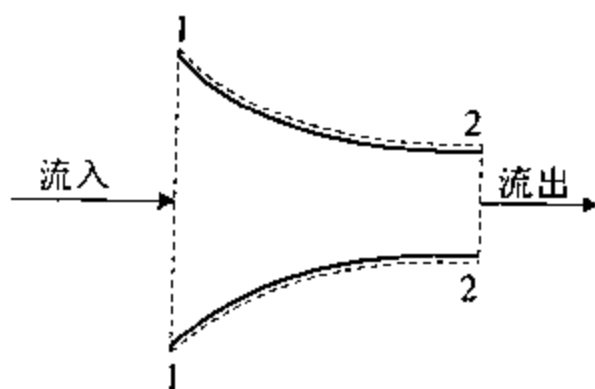


图 3-4 推导连续性方程用图

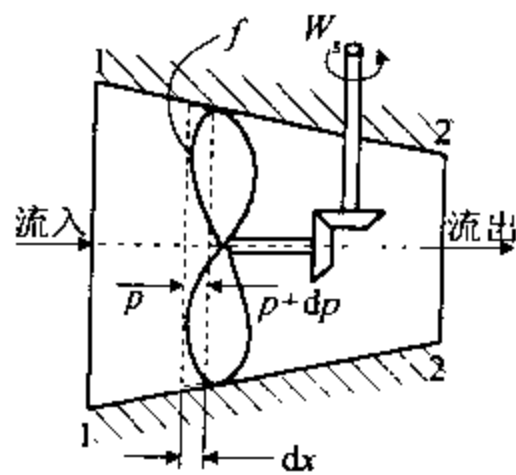


图 3-5 推导可逆流动方程用图

在工程上,把流动工质在开口系统中所增加的动能和对外界作的轴功之和,称为技术功,以符号 W_t 表示,单位质量技术功称为比技术功,以符号 w_t 表示。对可逆过程

$$\bar{d}w_t = d\left(\frac{w_k^2}{2}\right) + \bar{d}w_s = -vdp \quad (3-19)$$

$$w_t = \frac{1}{2}(w_{k2}^2 - w_{k1}^2) + w_s = -\int_1^2 vdp \quad (3-20)$$

由式(3-20)可以看出,在可逆过程中,比技术功可用 $p-v$ 图上过程曲线 1—2 左边与纵坐标之间的面积 12561 表示,如图 3-6 所示。开口系统与外界有无技术功的交换及其交换的方向,则可用式(3-19)判断。当 $dp=0$ 时, $\bar{d}w_t=0$, 即工质在开口系统中等压流动(无摩擦时的惯性运动),系统与外界无技术功的交换;当 $dp<0$ 时, $\bar{d}w_t>0$, 即工质在开口系统中在正向压力差(压力差方向与流动方向一致)作用下流动时,系统对外界作技术功,该技术功用以增加流动工质的动能和对外输出轴功;当 $dp>0$ 时, $\bar{d}w_t<0$, 即工质在开口系统中要克服逆向压力差(压力差方向与流动方向相反)的作用而流动

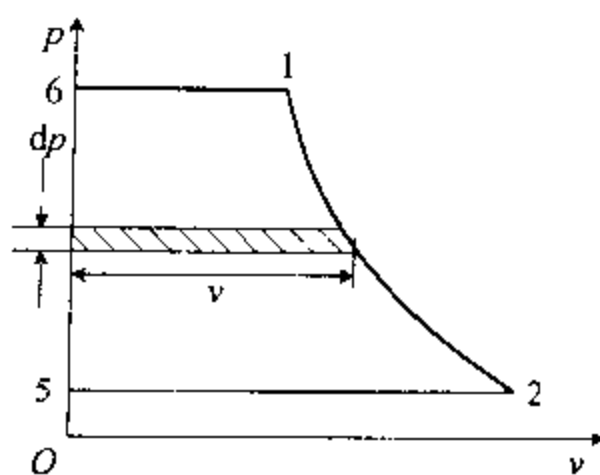


图 3-6 可逆过程的技术功在 $p-v$ 图上的表示

时,外界必须对系统作技术功,该技术功由流动工质动能的减少和外界输入轴功而得。

如考虑到流动工质实际上具有耗散效应,根据动能定理,需要考虑摩擦功 w_f , 即

$$\frac{1}{2}(w_{k2}^2 - w_{k1}^2) + w_s = -\int_1^2 vdp - w_f$$

可见,流质工质在开口系统中初态相同和终压相同时,系统对外界作的技术功在可逆过程中为最大;而在逆压流动时,系统消耗外界的技术功在可逆过程中为最小。

三、稳定流动能量方程和焓

稳定流动能量方程就是一元稳定流动的开口系统热力学第一定律的数学表达式,它是能量转换和守恒定律在一元稳定流动的开口系统中的应用。如图 3-7 所示,工质在开口系统中作一元稳定流动。设 q_m 为工质的质量流量; A_1, p_1, v_1, u_1 和 w_{k1} 分别为进口 1—1 处流动工质的截面积、压力、比体积、比热力学能和流速; A_2, p_2, v_2, u_2 和 w_{k2} 分别为出口 2—2 处流动工质的截面积、压力、比体积、比热力学能和流速; q 和 w_t 分别为单位时间内在截面 1—1 和 2—2 之间外界加给单位质量流量工质的热量和单位质量流量工质对外界作的轴功。

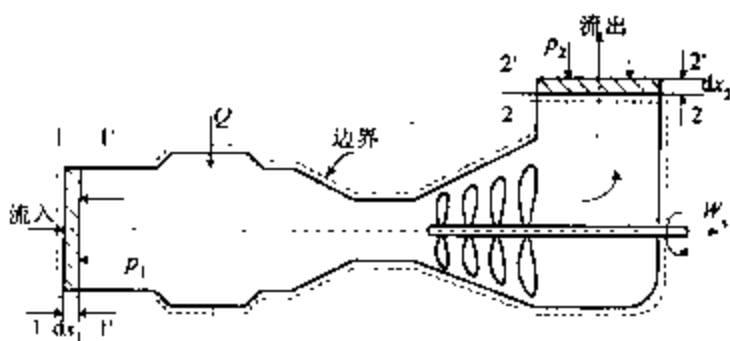


图 3-7 推导稳定流动能量方程用图

经过时间 $d\tau$, 工质经进口 1—1 由外界流入开口系统的质量为 $q_m d\tau$, 原来截面 1—1 处的工质流到截面 1'—1' 处, 在移动时必须克服沿途的压力, 因而外界必须对流入系统的工质做功, 由于移动距离 $dx_1 = w_{k1} d\tau$ 很短, 可认为沿途的压力不变, 且等于 p_1 , 所以做功为

$$p_1 A_1 dx_1 = p_1 A_1 w_{k1} d\tau = p_1 v_1 q_m d\tau$$

这种功称为“流动功”或推进功。单位质量流量的流动功 $p_1 v_1$, 称为比流动功。与此同时, 工

质经出口 2—2 由开口系统流出的质量也是 $q_m d\tau$, 原来在截面 2—2 处的工质流到截面 2'—2' 处, 移动距离 $dx_2 = w_{s2} d\tau$, 同理, 移动时克服外界压力而对外界作的流动功为 $p_2 v_2 q_m d\tau$ 。因此, 在时间 $d\tau$ 内, 外界输入开口系统的能量和该系统输出的能量列于表 3-1。

表 3-1 外界输入开口系统的能量和该系统输出的能量

	输入能量	输出能量
1	外界加给系统的热量 $qq_m d\tau$	系统对外界作的轴功 $w_s q_m d\tau$
2	流人工质带进的热力学能 $u_1 q_m d\tau$	流出工质带出的热力学能 $u_2 q_m d\tau$
3	流人工质带进的动能 $\frac{q_m}{2} w_{s1}^2 d\tau$	流出工质带出的动能 $\frac{q_m}{2} w_{s2}^2 d\tau$
4	外界对流人工质作的流动功 $p_1 v_1 q_m d\tau$	流出工质对外界作的流动功 $p_2 v_2 q_m d\tau$

因为开口系统是稳定的, 系统的储存能量不随时间而变化, 所以, 根据能量转换和守恒定律, 输入能量等于输出能量, 即

$$qq_m d\tau + u_1 q_m d\tau + \frac{q_m}{2} w_{s1}^2 d\tau + p_1 v_1 q_m d\tau = w_s q_m d\tau + u_2 q_m d\tau + \frac{q_m}{2} w_{s2}^2 d\tau + p_2 v_2 q_m d\tau$$

上式两边除以 $q_m d\tau$, 经过整理可得

$$q = (u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1) + \frac{1}{2}(w_{s2}^2 - w_{s1}^2) + w_s \quad (3-21)$$

因为流动工质流入或流出开口系统时, 工质的比热力学能 u 、比流动功 pv 和比动能 $w_s^2/2$ 总是同时出现的, 且前两者均由系统的内部状态参数惟一确定, 所以, 在热力学中把这两者之和称为比焓, 以符号 h 表示, 即

$$h = u + pv \quad (3-22)$$

比焓的单位为 kJ/kg 。因为比热力学能和比流动功的数值均由工质的状态惟一确定, 所以比焓是工质的状态参数。对于质量为 $m \text{ kg}$ 的均匀系统, 因为

$$U = mu, V = mv$$

所以

$$U + pV = m(u + pv) = mh$$

即

$$H = mh \quad (3-23)$$

式中, H 为 $m \text{ kg}$ 工质的焓, 单位为 kJ 。由 $H = mh$ 可以看出焓是尺度量, 而比焓是强度量。焓的物理意义为工质的热力学能和流动功之和。将式(3-22)代入式(3-21), 可得

$$q = h_2 - h_1 + \frac{1}{2}(w_{s2}^2 - w_{s1}^2) + w_s \quad (3-24)$$

对于一个微元过程, 可写为

$$\bar{d}q = dh + \frac{1}{2}dw_s^2 + \bar{d}w_s \quad (3-25)$$

式(3-24)和式(3-25)称为稳定流动能量方程。因为它们是能量转换和守恒定律以及质量守恒定律应用于一元稳定流动的开口系统的结果, 所以它们对任意工质和任意过程(可逆或不可逆过程)都是适用的。稳定流动能量方程很重要, 在工程上经常用到。它说明外界加给系统的热量用于增加流动工质的焓值以及对外界作技术功(增加流动工质的动能和对外界作轴

功)。

对于可逆过程,将可逆流动方程(3-17)代入式(3-25),可得可逆过程的稳定流动能量方程为

$$\bar{d}q = dh - vdp \quad (3-26)$$

其积分形式为

$$q = h_2 - h_1 + \left(-\int_1^2 vdp\right) \quad (3-27)$$

第六节 稳定流动能量方程的应用

在热力设备或装置中,可取为开口系统的典型设备有:

1. 换热器,如锅炉和冷凝器等;
2. 喷管和扩压管;
3. 产生功的装置,如蒸汽轮机和燃气轮机;
4. 消耗功的装置,如泵和压缩机;
5. 节流装置,如膨胀阀。

这些设备或装置除启动、停车和机动操纵外,在稳定运行时均可看作为一元稳定流动的开口系统。将稳定流动能量方程应用到这些具体的设备时,要弄清具体设备与外界相互作用的特点,按照实际情况采用允许的简化条件,以得到该热力设备的简明的能量传递或转换关系。

一、换热器

换热器的任务是使其中的流动工质与外界发生热量交换。换热器的种类很多,如锅炉、冷凝器、蒸发器、空气冷却器和回热器等。如图 3-8 所示,换热器与外界没有轴功交换,而且进出口工质流速变化不大,工质动能的变化 $\frac{1}{2}(w_{s2}^2 - w_{s1}^2)$ 与加热量 q 比较小到可略而不计。将式(3-24)应用于换热器,则为

$$q = h_2 - h_1 \quad (3-28)$$

若质量流量为 q_m ,则

$$Q = q_m q = q_m (h_2 - h_1) = H_2 - H_1 \quad (3-29)$$

可见,工质流经换热器时所吸收的热量全部用来增加工质的焓值;反之,工质流经换热器所放出的热量全部由工质焓值的减少来补偿。因为式(3-24)适用于任意工质、任意过程,所以这一结论适用于工质的可逆过程或不可逆过程。

将可逆流动方程(3-18)应用于换热器,则有

$$-\int_1^2 vdp = \frac{1}{2}(w_{s2}^2 - w_{s1}^2) + w_s = 0$$

因为 $v > 0$,所以工质在换热器中可逆流动的条件为 $dp = 0$ 。这说明工质在换热器中,只有定压流动过程,即无摩阻的流动,才是可逆的;实际上,由于摩阻,工质的流动总是有压力降的,因而不是可逆过程。因此应尽量减少换热器中流动工质的压力降。

二、喷管和扩压管

喷管是一种使流动工质加速从而增加其动能的管道。扩压管是使工质沿流动方向增加压

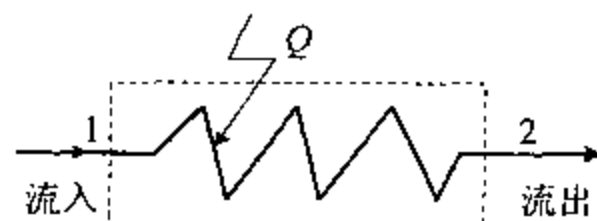


图 3-8 换热器示意图

力的管道。如图 3-9 所示,因为工质在喷管和扩压管中流速都很高,来不及与外界进行热交换,即 $q=0$ 。而且喷管和扩压管与外界都没有轴功交换,即 $w_s=0$ 。将式(3-23)应用于喷管和扩压管,则为

$$\frac{1}{2}(w_{s2}^2 - w_{s1}^2) = h_1 - h_2 \quad (3-30)$$

对于喷管,因为 $w_{s2} > w_{s1}$,所以 $h_1 > h_2$ 。可见,工质在喷管中增加的动能全部由工质焓值的减少来补偿。对扩压管,因压力差的方向与流动方向相反,工质作减速流动,因而 $w_{s2} < w_{s1}$,所以, $h_2 > h_1$ 。可见,工质在扩压管中焓值的增加全部是由工质的动能转换而来的。这一结论对任意工质和任意过程都是适用的。

将可逆流动方程(3-18)应用于喷管和扩压管,则有

$$\frac{1}{2}(w_{s2}^2 - w_{s1}^2) = - \int_1^2 v dp \quad (3-31)$$

对于喷管,因为 $w_{s2} > w_{s1}$,所以 $dp < 0$, $-\int_1^2 v dp > 0$,可见,流动工质在喷管中因压力降低,从而使工质沿流动方向动能增加。对扩压管,因为 $dp > 0$,所以 $-\int_1^2 v dp < 0$, $w_{s1} > w_{s2}$ 。可见,流动工质在扩压管中因动能的减少,从而使工质沿流动方向压力增加。

三、气轮机

气轮机按使用工质为蒸汽或燃气可分为蒸汽轮机或燃气轮机。它们都是由喷管和工作叶轮两个主要部分组成,工质流经喷管时,压力降低、动能增加,再经过工作叶轮将动能转换为轴功输出。所以气轮机是产生功的装置。如图 3-10 所示,将气轮机取为开口系统。因为工质在气轮机内流速很高,来不及与外界进行热交换,即 $q=0$,而且工质在气轮机进、出口处流速变化不大,动能的变化可略去不计,即 $(w_{s2}^2 - w_{s1}^2)/2 = 0$ 。将式(3-24)应用于气轮机,则为

$$w_s = h_1 - h_2 \quad (3-32)$$

可见,气轮机输出的轴功是由流动工质的焓值转换而来的。

将可逆流动方程(3-18)应用于气轮机,则有

$$w_s = - \int_1^2 v dp \quad (3-33)$$

因为气轮机是输出轴功的装置,所以 $w_s > 0$, $dp < 0$,技术功为正值。可见,在可逆过程中,气轮机对外界作的技术功全部以轴功的方式输出,且可用图 3-6 中面积 12561 表示。

四、泵和压缩机

工质在泵和压缩机中的流动是气轮机的逆过程。它们是消耗外界的轴功使工质压力升高的装置。使用液态工质作为介质的为泵,使用气态工质的为压缩机。上述关于气轮机的讨论完全适用于泵和压缩机,只要将式(3-32)和式(3-33)中的轴功 w_s 取为负值就可以了。

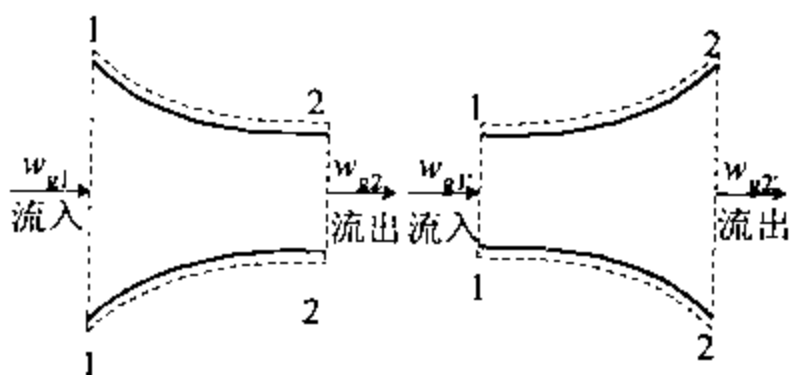


图 3-9 喷管和扩压管示意图

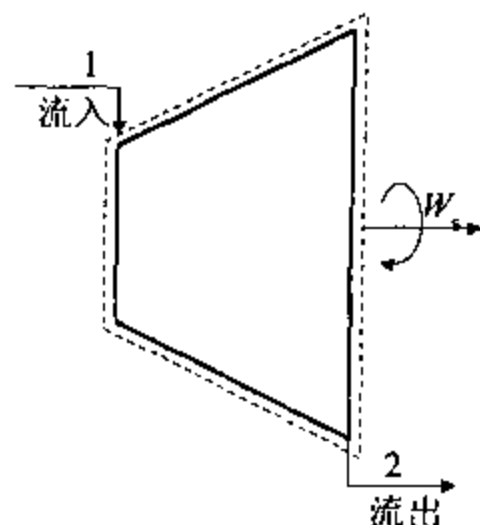


图 3-10 气轮机示意图

五、节流

如图 3-11 所示,工质在管道中流过一个孔时,由于流道断面缩小,工质流速增加,压力降低。当工质流过小孔后,流道断面突然扩张到原来的尺寸,工质的流速降低,压力升高。由于工质流经小孔前后流动断面的突然收缩和扩大,流动工质中产生了大量的漩涡,因而工质内部摩擦很剧烈。这样,压力就不能恢复到原来的数值。按照小孔直径与管道直径比值的不同,压力降低的数值也不同。这种现象称为节流。

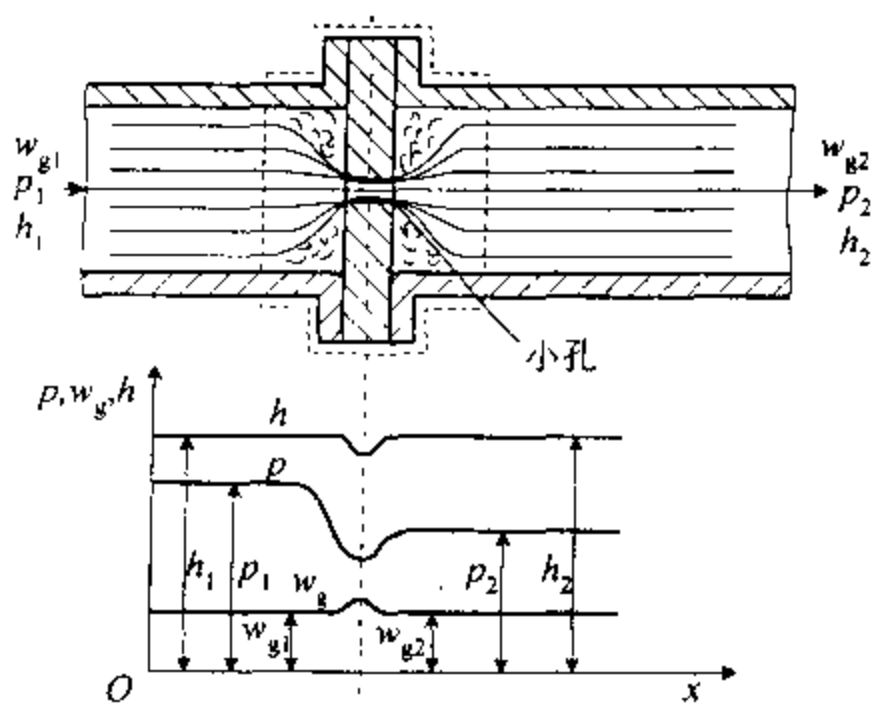


图 3-11 节流

如图 3-11 中虚线所示,把小孔前后的空间取为开口系统。由于节流前后工质动能的变化与焓的数值相比可略去不计,即

$(w_{g2}^2 - w_{g1}^2)/2 = 0$; 又由于工质流经小孔时流速较大,来不及与外界进行热交换,即 $q = 0$; 以及工质流经小孔时与外界没有轴功交换,即 $w_s = 0$ 。按照式(3-24),对节流有

$$h_1 = h_2 \quad (3-34)$$

可见节流前后工质的焓相等。因为节流过程中,工质内部有漩涡,所以节流过程不仅是不可逆的,而且是非准静态的。节流过程在 $p-v$ 图上不能用实线表示,而只能用虚线表示。

现在,把上述 5 种典型的热力设备或装置的能量转换关系归纳如下:

对换热器 $q = h_2 - h_1$

对喷管或扩压管 $\frac{1}{2}(w_{g2}^2 - w_{g1}^2) = h_1 - h_2$

对气轮机或压缩机 $w_s = h_1 - h_2$

对节流装置 $h_1 = h_2$

从上述公式可见,引用了状态参数焓,对开口系统的能量转换关系的分析和计算可大为简化。

例 3-2 某汽轮机的喷管入口处蒸汽的比焓 $h_1 = 2780 \text{ kJ/kg}$, 出口处的比焓 $h_2 = 2340 \text{ kJ/kg}$ 。设蒸汽在喷管内进行绝热膨胀,蒸汽的入口流速 $w_{g1} = 20 \text{ m/s}$,求蒸汽的出口流速 w_{g2} 是多少?

解 按照式(3-30),则

$$\begin{aligned} w_{g2} &= \sqrt{2(h_1 - h_2) + w_{g1}^2} = \sqrt{2 \times (2780 - 2340) \times 10^3 + 20^2} \\ &= 938.3 \text{ m/s} \end{aligned}$$

当略去喷管入口流速 w_{g1} 时,则

$$\begin{aligned} w_{g2} &= \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2 \times (2780 - 2340) \times 10^3} \\ &= 938.1 \text{ m/s} \end{aligned}$$

可见,当工质的入口动能与焓降 $(h_1 - h_2)$ 相比较很小时,略去入口流速 w_{g1} ,所得的出口

流速 w_{g2} 误差很小。

例 3-3 某蒸汽轮机动力装置中的蒸汽锅炉的蒸汽产生量为 $18\,000\text{ kg/h}$, 其耗油量为 $1\,400\text{ kg/h}$, 燃油的发热量为 $41\,800\text{ kJ/kg}$, 锅炉效率为 82.4% , 蒸汽轮机发出的功率为 $5\,500\text{ kW}$ 。试求: (1) 工质在锅炉内比焓的增加量; (2) 工质在蒸汽轮机中比焓的变化量; (3) 该动力装置的实际效率 η 。

解 (1) 取锅炉为开口系统, 因为锅炉效率的定义为

$$\eta_B = \frac{\text{工质从锅炉中吸收的热量}(Q)}{\text{燃料燃烧产生的热量}(Q_f)}$$

所以

$$Q = \eta_B Q_f = 0.824 \times 1\,400 \times 41\,800\text{ kJ/h} \\ = 4.822 \times 10^7\text{ kJ/h}$$

因为

$$Q = q_m q = q_m (h_{2B} - h_{1B})$$

所以

$$h_{2B} - h_{1B} = \frac{Q}{q_m} = \frac{4.822 \times 10^7}{18\,000}\text{ kJ/kg} \\ = 2\,680\text{ kJ/kg}$$

工质在锅炉内比焓是增加的, 增加量为 $2\,680\text{ kJ/kg}$ 。

(2) 取蒸汽轮机为开口系统, 因为

$$W_s = q_m (h_{1t} - h_{2t})$$

所以

$$h_{1t} - h_{2t} = \frac{W_s}{q_m} = \frac{5\,500 \times 3\,600}{18\,000} \\ = 1\,100\text{ kJ/kg}$$

(3) 取整个动力装置为封闭系统, 整个动力装置的实际效率定义为

$$\eta = \frac{\text{效果}}{\text{代价}} = \frac{\text{装置单位时间对外作的净功}}{\text{单位时间燃料燃烧产生的热量}} \\ = \frac{5\,500 \times 3\,600}{41\,800 \times 1\,400} = 34\%$$

例 3-4 某远洋船淡水冷却器用的主海水泵, 其进出口压差 $p_2 - p_1 = 0.21\text{ MPa}$, 水流量 $q_m = 225\text{ m}^3/\text{h}$, 已知该海水泵实际耗轴功 $W_s = 17.7\text{ kW}$, 海水泵用电机输入电功率 $W_m = 19.8\text{ kW}$, 试求该水泵理论耗功 W_T 、水泵效率 η_p 以及电机效率 η_m 为多少?

解 按式(3-32)求轴功, 水在泵中的压缩过程可视为定容过程, 因此, 每 1 kg 水耗功为 $W_s = -v(p_2 - p_1)$, 负号表明外界对水作轴功。对于流量为 $q_m\text{ m}^3/\text{h}$ 的水, 其理论耗轴功为

$$W_T = \frac{q_m \cdot W_s}{3\,600} = \frac{225 \times 1 \times 0.21 \times 10^6}{3\,600} = 13\,125.0 \left(\frac{\text{m}^3 \cdot \text{N}}{\text{s} \cdot \text{m}^2} \right) = 13.13\text{ kW}$$

水泵效率

$$\eta_p = \frac{W_T}{W_s} = \frac{13.13}{17.7} = 74.2\%$$

电机效率

$$\eta_m = \frac{W_s}{W_m} = \frac{17.7}{19.8} = 89.4\%$$

例 3-5 在以 R134a 为制冷剂的蒸气压缩制冷装置中, 膨胀阀前工质的比焓 $h_1 = 438$

kJ/kg,工质经膨胀阀进行节流后流入装在冷库中的蒸发器,工质在蒸发器中吸收冷库的热量使比焓增加,工质在离开蒸发器时比焓 $h_2 = 568$ kJ/kg,如果工质在蒸发器中每小时的吸热量为41 800 kJ,试求该制冷装置的质量流量为每小时多少千克?

解 如图 3-12 所示,首先取膨胀阀为开口系统,因为工质在膨胀阀中的流动为节流过程,所以

$$h_1 = h_2 = 438 \text{ kJ/kg}$$

再取蒸发器为开口系统,则

$$\begin{aligned} q &= h_2 - h_1 = 568 - 438 \\ &= 130 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

所以质量流量为

$$q_m = \frac{Q}{q} = \frac{41\,800}{130} = 321.5 \text{ kg/h}$$

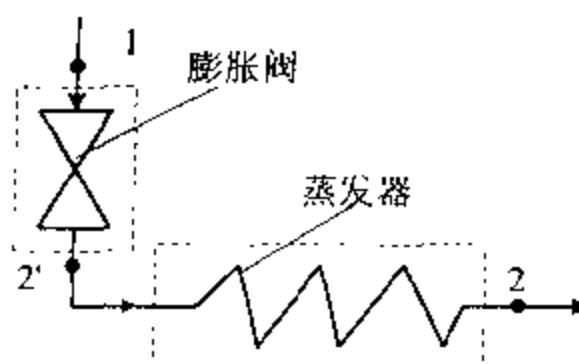


图 3-12 例 3-5 用图

复习思考题

1. 何谓热力学能、焓? 它们二者之间的区别和联系是什么?
2. 工质膨胀时,是否必须对工质加热? 工质吸热而温度反而下降和工质放热而温度反而升高,这两种现象如何解释?
3. 膨胀功、流动功、轴功和技术功四者之间有何联系与区别?
4. 你认为“任何没有体积变化的过程就一定不对外做功”的说法是否正确?
5. 判断下列各式是否正确,若正确,指出应用条件是什么?
 - (1) $q = \Delta u + w$
 - (2) $dq = c_v dT + d(pv)$
 - (3) $q = \Delta u + (p_2 v_2 - p_1 v_1)$
 - (4) $Q = \Delta H - \int V dp$
 - (5) $q = \Delta h + \Delta w_t$
 - (6) $Q = c_p dT + w_t$
6. 某房间有一打开的窗户与大气相通,现通过加热使室内空气的温度由 5°C 升高到 25°C 。试问在这一加热期间,室内空气的总热力学能将发生什么样的变化(增大、不变或减少),为什么?
7. 能否用稳定流动能量方程分析往复式(活塞式)压缩机在正常运行期间的热力性能,为什么? 据此求得的压缩机的耗功率是指瞬时功率呢还是平均功率?
8. 一绝热刚体容器,用隔板分成两部分,左边贮有高压气体,右边为真空。抽去隔板时,气体立即充满整个容器。问工质热力学能、温度将如何变化? 如该刚体容器是绝对导热的,则工质热力学能、温度又如何变化?

习 题

1. 在冬季时,工厂某一车间每小时经过墙壁和玻璃窗等处放给外界环境的热量为

3×10^6 kJ, 车间内各工作机器消耗的动力为 500 kW, 假定工作机器在作功时把 500 kW 的动力全部变为热能, 且室内经常点着 50 盏 100 W 的电灯。要使这车间的温度保持不变, 问每小时需另外加入多少热量?

2. 内燃机的气缸中有 0.5 kg 空气, 燃油由喷油嘴喷入, 燃烧后产生的热量有 84 kJ 为燃气所吸收, 同时空气对外界作膨胀功为 78 kJ, 试求空气(燃气)比热力学能的变化量。

3. 某蒸汽轮机动力装置中的蒸汽锅炉每小时产生 18 t 蒸汽, 蒸汽轮机发出的功率为 5 500 kW, 锅炉的耗油量每小时 1.4 t, 已知燃油的发热量为每公斤 41 800 kJ, 试求:

(1) 装置的热效率(以符号 η_i 表示, 为装置输出的功与同时期燃料燃烧发出的热量之比);

(2) 若每千克工质从锅炉中吸热量为 2 680 kJ, 锅炉的效率是多少(以符号 η_b 表示, 为锅炉中工质的吸热量与同时期燃料燃烧发出的热量之比)?

4. 某喷气式发动机的耗油量为每分钟 9 kg, 燃油的发热量与上题相同, 燃气流离开喷气式发动机尾部出口时的流速为 490 m/s, 发动机燃烧室中空气与燃油的质量比为 125:1。试求:

(1) 燃气流的动能与同时期燃油燃烧发出的热量之比;

(2) 燃气流具有的功率为多少千瓦?

5. 某气体从初态 $p_1 = 0.1$ MPa, $V_1 = 0.3$ m³ 可逆压缩到终态 $p_2 = 0.4$ MPa, 设压缩过程中 $p = aV^{-2}$, 式中 a 为常数。试求压缩过程所必须消耗的功。

6. 有一封闭系统沿过程 a 从状态 1 变化到状态 2, 然后分别沿过程 b 、 c 又回到状态 1。这些过程中的 Q 和 W 列于下表 3-2, 试按热力学第一定律填写表 3-2 中空白处的数值。

表 3-2 习题 6 用表

过程		Q	W
a	1→2	10	
b	2→1	-7	4
c	2→1		8

7. 如图 3-13 所示, p - v 图上表示由三个可逆过程所组成的一个循环。1—2 是绝热过程; 2—3 是定压过程; 3—1 是定容过程。如绝热过程 1—2 中工质比热力学能的变化量为 -50 kJ/kg, $p_1 = 1.6$ MPa, $v_1 = 0.025$ m³/kg, $p_2 = 0.1$ MPa, $v_2 = 0.2$ m³/kg。(1) 试问这是一个输出净功的循环, 还是消耗净功的循环? (2) 计算循环的净热。

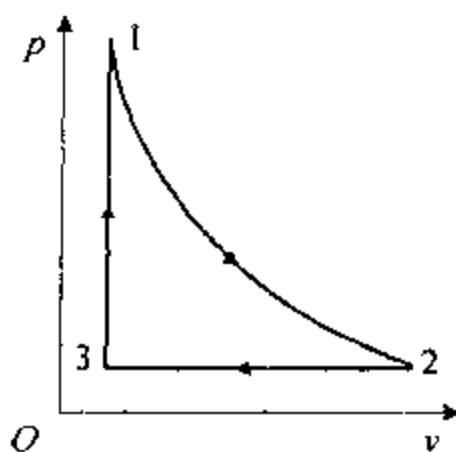


图 3-13 习题 7 用图

8. 某船用空气压缩机, 每小时压缩 360 kg 空气, 空气的比焓增加 12 kJ/kg, 每小时冷却空压机的冷却水带走 1 200 kJ 热量, 试问该空压机所需轴功率为多少? 如电机效率为 $\eta_m = 0.85$, 问该电机输入电功率应为多少(提示: 该空压机并非绝热压缩, 应按式(3-24)计算, 空压机进出口处空气动能差可略去不计)?

9. 某蒸汽动力厂中, 锅炉以 40×10^3 kg/h 的蒸汽供给汽轮机。汽轮机进口处压力表上读数为 9 MPa, 蒸汽的比焓为 3 440 kJ/kg, 汽轮机出口处真空表上读数为 730.6 mm 汞柱高, 当时当地大气压是 760 mm 汞柱高, 出口蒸汽的比焓为 2 245 kJ/kg, 汽轮机对环境放热 $6.85 \times$

10^5 kJ/h 。试求：

- (1) 汽轮机进出口蒸汽的绝对压力各是多少？
- (2) 若不计蒸汽进出口的宏观动能的差值和重力位能的差值，汽轮机的功率是多少千瓦？
- (3) 若进出口处蒸汽的速度分别为 70 m/s 及 140 m/s 时，对汽轮机的功率影响多大？
- (4) 如进出口的高度差为 1.6 m ，对汽轮机的功率有多大影响？

10. 某燃气轮机装置如图 3-14 所示。已知压气机进口处空气的焓 $h_1 = 290 \text{ kJ/kg}$ ，经压缩后，空气升温使比焓增为 $h_2 = 580 \text{ kJ/kg}$ ，在截面 2 处与燃料混合，以 $w_2 = 20 \text{ m/s}$ 的速度进入燃烧室，在定压下燃烧，使工质吸入热量 $q = 670 \text{ kJ/kg}$ 。燃烧后燃气经喷管绝热膨胀到状态 $3'$ ， $h_3 = 800 \text{ kJ/kg}$ ，流速增至 w_3 ，燃气再进入动叶片，推动转轮回转做功。若燃气在动叶片中热力状态不变，最后离开燃气轮机速度为 $w_4 = 100 \text{ m/s}$ 。求：

(1) 若空气流量为 100 kg/s ，压气机消耗的功率为多少？

(2) 若燃料发热量 $q = 43\,960 \text{ kJ/kg}$ ，燃料耗量为多少？

(3) 燃气在喷管出口处的流速 w_3 是多少？

(4) 燃气涡轮 ($3' \rightarrow 4$ 过程) 的功率为多少？

(5) 燃气轮机装置的总功率为多少？

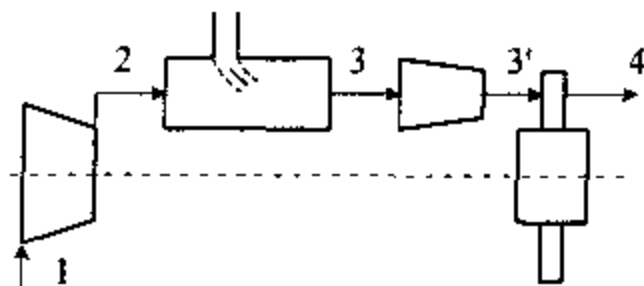


图 3-14 习题 10 用图

第四章 热力学第二定律

在能量的传递和转换过程中,热力学第一定律阐明了它们之间的数量关系。但过程进行的方向性,或过程的不可逆性,热力学第一定律却没有涉及。这个无论在自然界或是在工程应用中都是十分重要的问题,则是由热力学第二定律所阐明的。本章以热力学第二定律的经典表述为基础,介绍了状态参数熵的引出及其物理意义,并且引用熵对热力学第二定律作了数学表述。本章还从工程应用的角度,阐明了根据热力学第二定律得出的提高循环热效率的基本途径。

第一节 热力学第二定律的几种表述

热力学第二定律是依据实际经验总结归纳出来的。历史上,热力学第二定律有许多表述方式,下面介绍几种主要说法。

一、克劳修斯说法

“不可能把热量从低温物体传到高温物体,而不产生其他变化。”

热力学第二定律的这一说法阐明了热量传递的方向性,它为人们的日常生活经验和无数事实所证实。当两个温度不同的物体接触时,热量总是从高温物体传向低温物体,从而使两物体的温度趋于均匀;人们从来没有见到热量自发地从低温物体传向高温物体,从而使低温物体温度更低,高温物体温度更高。但是,不能把热力学第二定律这一说法理解为:“不可能把热量从低温物体传到高温物体。”事实上,制冷装置就可以把热量从冷库内零下十几度的空气传给 $20\sim 30\text{ }^{\circ}\text{C}$ 的冷却水,但必须在制冷装置中消耗功,并将这个功转换为热量也传给冷却水。这里的功变热就是“其他变化”。关于热量传递的方向性,应该这样理解:“热量能够自发地从高温物体传向低温物体,也能够有在其他变化(比如功变热)的条件下从低温物体传向高温物体。”

将热力学第二定律这一说法应用到制冷循环可以看出,经过一个循环,工质恢复了原状,把热量从低温物体传向高温物体,这就必然在外界产生其他变化(比如消耗了功,并将功转换为热量传给了高温物体)。这一结论是从热力学第二定律直接得出的,对于任意工质和由任意过程组成的制冷循环都适用。

二、开尔文说法

“不可能从单一热源吸取热量使之完全变为有用的功,而不产生其他变化。”

热力学第二定律的这一说法阐明了热能和机械能相互转换时的方向性,它也为人们的日常生活经验和无数事实所证实。机械能通过摩擦自发地全部转换为热能,而人们从来没有见到热能能够自发地全部转换为机械能。例如,行驶中的汽车刹车停止时,汽车的动能通过摩擦全部转换成热能使刹车装置、地面和轮胎温度升高;但人们从未见过静止的汽车由于地面和轮胎温度下降而使汽车运动起来。但是,不能把热力学第二定律这一说法理解为:“不可能从单一热源吸取热量,使之完全变为有用的功。”理想气体的定温吸热过程,就能够把从单一热源吸取的热量全部转换为对外界做功,不过在这一过程中产生了“其他变化”,这就是理想气体的体

积膨胀了。

对于热机循环,因为完成一个循环时工质本身恢复原状,没有发生什么变化,所以不可能把从单一的高温热源中吸取的热量全部用来对外界做功,而必须将其中的一部分传给另一个低温热源。因此,工质在热机循环中要实现将热能转换为机械能,至少要有两个热源,热效率不可能达到 100%。这就是在循环中热变功的条件和限度。这个结论是从热力学第二定律直接得出的,对于任意工质和由任意过程组成的热机循环都适用。

上述结论为热机制造和使用中的正反两方面的经验所证实。从热机制造和使用的成功经验来看,所有热机的热效率都低于 100%。从反面来看,假定单一热源的热机能够造成,那么就可以利用周围环境作为单一热源,从那里不断吸取热量而做功,而周围环境的热力学能实际上可以认为取之不尽,所以这种单一热源的热机又称为第二类永动机。历史上有人企图制造第二类永动机,虽然这并不违反热力学第一定律,但都失败了。这是因为它从根本上违反了热力学第二定律。因此,热力学第二定律也可以表述为:“第二类永动机是造不成的。”

三、热过程的统一性

乍看起来,热力学第二定律的这两种说法针对不同的现象,没有什么联系。但是它们反映的都是热过程的方向性规律,实质上应该是统一的、等效的。下面采用反证法证明两种说法的等效性。违反了开尔文说法,就必然导致违反克劳修斯说法。设某系统从某给定温度的单一热源吸收热量,且使之完全变为有用的功而不产生其他变化,则这份功量可以通过摩擦变为热量为另一较高温度的热源所吸收。这样,总的效果就是在没有产生其他影响的条件下,把热量从低温物体传到高温物体。这就违反了克劳修斯说法。同样,违反了克劳修斯说法也必然违反开尔文说法。这点留给读者自己去证明。

第二节 卡诺循环和卡诺定理

热力学第二定律从原则上阐明了在循环中热变功的条件(至少要有两个热源)和限度(热效率不可能达到 100%)。但据此还不能直接得出如何提高热效率的途径。为了找到提高热效率的途径,就必须从这个原则性指导出发,进一步研究影响热效率的基本因素和实现热变功的最理想过程。这就是卡诺循环和卡诺定理所要解决的问题。

一、卡诺循环

循环是由一系列过程连结而成的。如各过程均为可逆过程,则由它们组成的循环也必为可逆循环;如部分或全部过程为不可逆过程,则由它们组成的循环为不可逆循环。因而进行循环的热机相应地为可逆热机和不可逆热机。

卡诺循环是“两热源间的可逆循环”,它由定温吸热、绝热膨胀、定温放热和绝热压缩四个可逆过程组成。这里对此加以讨论。如图 4-1 所示,工质被封闭在气缸活塞中,并在高温热源和低温热源间进行可逆循环。因为组成可逆循环的各过程均应是可逆过程,除工质内部和外部无摩擦外,还对过程条件作出了限制。如图 4-1(a)所示,移去绝热盖板,将高温热源移至气缸盖上,工质从高温热源吸热。为使吸热是可逆过程,工质温度必等于高温热源温度,故吸热为定温过程。如图 4-2(b)所示,吸热过程结束时,移去高温热源并将绝热盖板移至气缸盖上。工质进行膨胀使其温度由高温热源温度降低为低温热源温度,为使工质的膨胀是可逆过程,必须防止工质与周围环境之间的不等温传热,故膨胀为绝热过程。同理,工质向低温热源的放热

应为定温过程,且工质的温度等于低温热源的温度。定温放热之后,为使工质恢复初态,压缩过程也必须是绝热的。

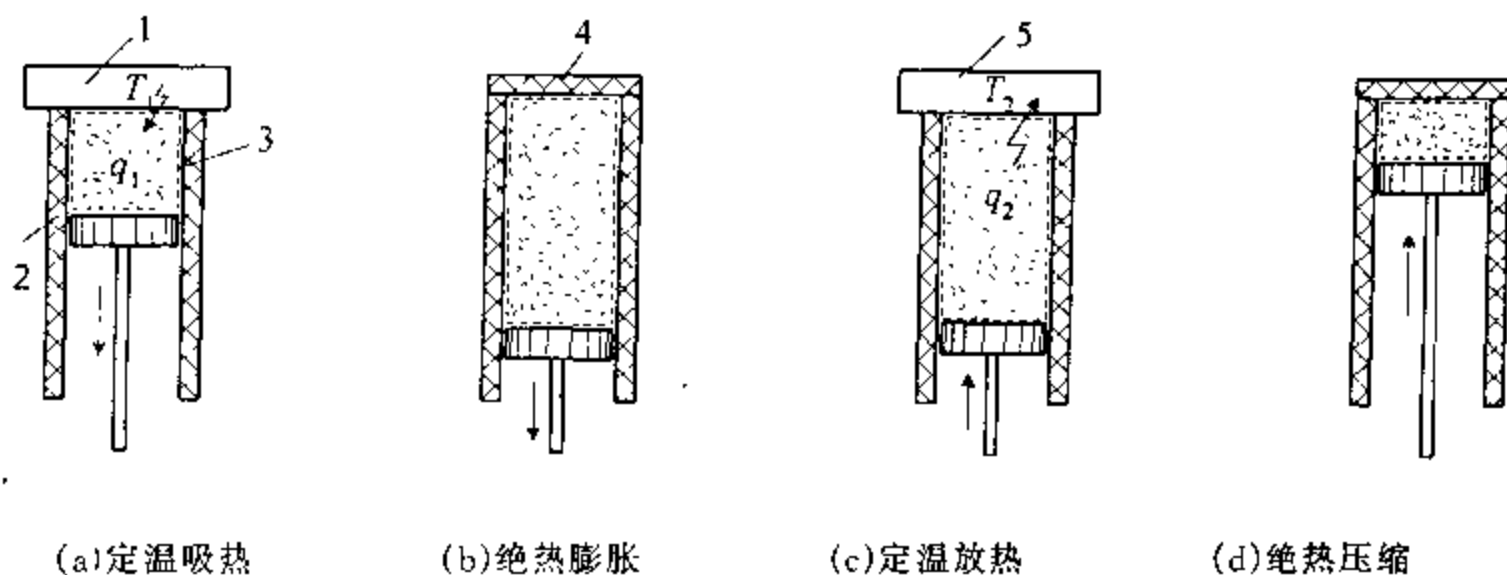


图 4-1 卡诺热机

1-温度为 T_1 的高温热源;2-缸壁绝热的气缸;3-边界;4 绝热盖板;5 温度为 T_2 的低温热源

二、卡诺定理

卡诺定理是一个非常重要的定理,它可表述为:“在温度 T_1 的高温热源和温度 T_2 的低温热源之间工作的一切可逆热机,其热效率均相等,与工质性质无关;在温度 T_1 的高温热源和温度 T_2 的低温热源之间工作的热机循环,以卡诺循环热效率为最高。”

下面根据热力学第二定律证明这个定理。因为这个定理包含两部分内容,所以证明分两步进行。

先证明第一部分,如图 4-2 所示,设有 A、B 两台可逆热机,它们在温度为 T_1 的高温热源与温度为 T_2 的低温热源之间均按卡诺循环工作,并设 A 机的工质为理想气体,B 机的工质为其他任意物质。它们的热效率分别为 η_{CA} 和 η_{CB} 。 η_{CA} 与 η_{CB} 之间只有三种可能: $\eta_{CA} > \eta_{CB}$; $\eta_{CA} < \eta_{CB}$; $\eta_{CA} = \eta_{CB}$ 。

设 $\eta_{CA} > \eta_{CB}$,即

$$\frac{w_A}{q_{1A}} > \frac{w_B}{q_{1B}} \quad (a)$$

如果选择两台可逆热机的单位质量净功相等,即 $w_A = w_B$,则有

$$q_{1A} - q_{2A} = q_{1B} - q_{2B} \quad (b)$$

由式(a)可得

$$q_{1A} < q_{1B} \quad (c)$$

将式(c)代入式(b),可得

$$q_{2A} < q_{2B} \quad \text{或} \quad q_{1B} - q_{1A} = q_{2B} - q_{2A} > 0 \quad (d)$$

现令热效率低的 B 机按逆循环工作,则 B 机变为制冷机。因 B 机是可逆机,它按逆循环工作时,每单位质量工质消耗外功 w_B ,从低温热源吸收热量 q_{2B} ,向高温热源放出热量 q_{1B} 。让 A、B 两机联合工作,取 A、B 两机为系统,高温热源和低温热源为外界。当 A、B 两机进行一个循环时:

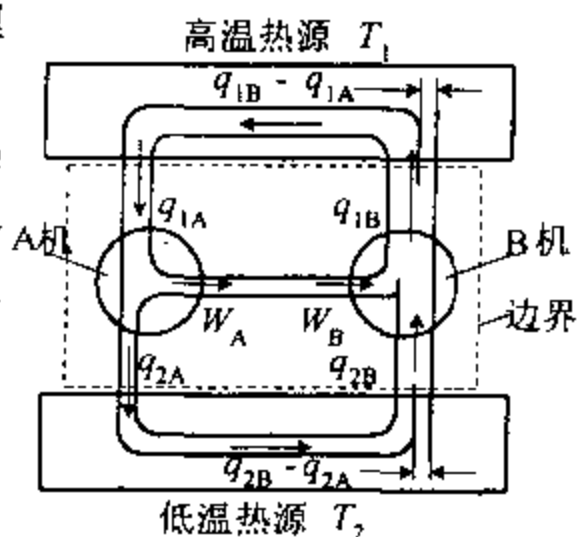


图 4-2 证明卡诺定理

A、B 两机中的工质回到初态,系统恢复了原状;

B 机消耗的外功 w_B 可由 A 机供给,因 $w_B = w_A$,系统与外界没有功的交换;

低温热源失去了热量 $(q_{2B} - q_{2A})$,高温热源得到了热量 $(q_{1B} - q_{1A})$,两者在数值上相等,即 $q_{2B} - q_{2A} = q_{1B} - q_{1A}$ 。

可见,A、B 两机联合工作的惟一效果是将热量 $q_{2B} - q_{2A} (= q_{1B} - q_{1A})$ 从低温热源传递给高温热源,即热量从低温物体传到高温物体而不产生其他变化。这是违反热力学第二定律的,因而是不能实现的。因此, $\eta_{C,A} > \eta_{C,B}$ 的假定不成立。

用同样的推理方法可以证明, $\eta_{C,A} < \eta_{C,B}$ 不成立。

最后,剩下的惟一可能就是 $\eta_{C,A} = \eta_{C,B}$ 。于是,卡诺定理的第一部分得到证明。

至于第二部分的证明,只要略加说明就清楚了。利用图 4-2,设 A 机为不可逆机,即组成 A 机循环的过程全部或部分为不可逆过程;B 机为可逆机。令可逆机 B 按逆循环工作,A、B 两机联合工作,取 A、B 两机为系统,则用同样的推理方法可以证明, $\eta_{A(\text{不可逆})} > \eta_{B(\text{可逆})}$ 不成立。当 $\eta_{A(\text{不可逆})} = \eta_{B(\text{可逆})}$ 时,则 $w_B = w_A, q_{1B} = q_{1A}, q_{2B} = q_{2A}$,于是在系统恢复原状时,外界同时也恢复了原状,这就意味着不可逆的 A 机与可逆的 B 机完全等效。这样的结果与 A 机为不可逆机的前提相矛盾,因不可逆过程遗留在外界的变化量是无法消除的。因此,假定 $\eta_{A(\text{不可逆})} = \eta_{B(\text{可逆})}$ 不成立。最后,惟一的可能就是 $\eta_{B(\text{可逆})} > \eta_{A(\text{不可逆})}$ 。

三、影响热效率的基本因素

综合以上的讨论可以看出,在两个给定热源的条件下,循环的不可逆性越小,其热效率就越高;作为两热源间理想极限的可逆循环是卡诺循环,卡诺循环的热效率与工质的性质无关,只由两热源的温度惟一确定。因此,影响热效率的基本因素是热源的温度和循环的不可逆性。

第三节 热力学温标和提高循环热效率的基本途径

卡诺循环的热效率只与两热源的温度有关,这是由卡诺定理所得出的结论。进一步建立热力学温标,可使这种关系成为最简单的形式。

一、热力学温标

如图 4-3 所示,有三个热源 H, M, L, 其温度分别为 t_1, t_2 和 t_3 ;可逆热机 A 从热源 H 吸热为 Q_1 ,向热源 M 放热为 Q_2 ;可逆热机 B 从热源 M 吸热为 Q_2 ,向热源 L 放热为 Q_3 ;可逆热机 C 从热源 H 吸热为 Q_1 ,向热源 L 放热为 Q_3 。当 A、B 两可逆机联合运行时,因中间热源 M 吸热量与放热量相等,因而 A、B 联合可逆热机的热源为 H,冷源为 L,其热效率为

$$\eta_{C(A,B)} = 1 - \frac{Q_3}{Q_1}$$

可逆热机 C 也工作在热源 H 和冷源 L 之间,其热效率为

$$\eta_{C(C)} = 1 - \frac{Q_3}{Q_1}$$

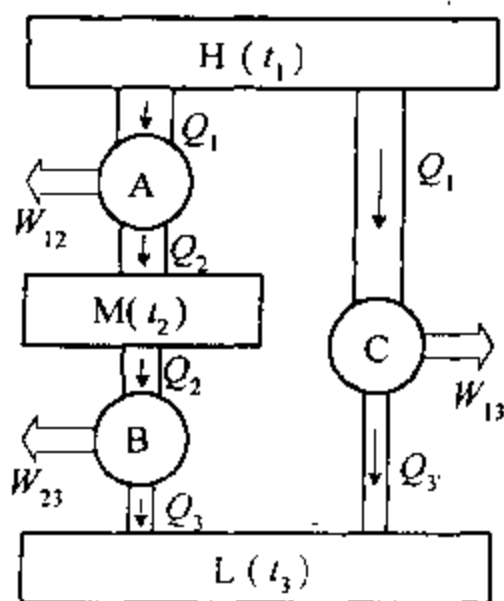


图 4-3 建立热力学绝对温标用图

根据卡诺定理, $\eta_{c(A,B)} = \eta_{c(C)}$, 所以

$$Q_{3'} = Q_3$$

对于可逆热机 A, 根据卡诺定理, 其卡诺循环的热效率与所用工质的性质无关, 可写为

$$\eta_{c(A)} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = f(t_1, t_2)$$

由此可得

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{1}{1 - f(t_1, t_2)} = \phi(t_1, t_2) \quad (a)$$

式中, t_1 和 t_2 分别为热源 H 和冷源 L 的温度, 它们可以由任一选定的经验温标所表示的温度; $\phi(t_1, t_2)$ 是一个适用于任意工质的普适函数; Q_1 与 Q_2 之比为两热源温度的普适函数, 是由热力学第二定律(可逆热机的热效率与工质性质无关)揭示出来的。下面对普适函数 $\phi(t_1, t_2)$ 的形式进一步加以讨论。

同理, 对于可逆热机 B 和 C, 分别有

$$\frac{Q_2}{Q_3} = \phi(t_2, t_3) \quad (b)$$

$$\frac{Q_1}{Q_{3'}} = \frac{Q_1}{Q_3} = \phi(t_1, t_3) \quad (c)$$

因为

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{Q_1/Q_3}{Q_2/Q_3}$$

所以, 根据式(a)、(b)和(c), 可得

$$\phi(t_1, t_2) = \frac{\phi(t_1, t_3)}{\phi(t_2, t_3)}$$

由于 t_1, t_2, t_3 均可独立变化, 上式左边没有 t_3 , 所以右边所含的 t_3 可以消去。因此, 这种普适函数可以分离变量, 即

$$\phi(t_1, t_2) = \phi_1(t_1)\phi_2(t_2)$$

$$\phi(t_1, t_3) = \phi_1(t_1)\phi_2(t_3)$$

$$\phi(t_2, t_3) = \phi_1(t_2)\phi_2(t_3)$$

于是, 将上述关系代入式(d)可得

$$\phi_1(t_1)\phi_2(t_2) = \frac{\phi_1(t_1)\phi_2(t_3)}{\phi_2(t_2)\phi_2(t_3)} = \frac{\phi_1(t_1)}{\phi_1(t_2)}$$

即

$$\phi(t_1, t_2) = \frac{\phi_1(t_1)}{\phi_1(t_2)} \quad (d)$$

为使卡诺循环的热效率与两热源的溫度之间的关系最为简单, 开尔文采用

$$\phi_1(t) = T \quad (e)$$

由式(a)、(d)和式(e)可得

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (4-1)$$

由开尔文根据上式建立的温标称为“热力学绝对温标”。由式(4-1)可见两热源的热力学绝对温度之比,等于在其中运行的可逆热机与相应的热源交换热量之比,而且这个比值与可逆热机所用工质无关。因此,热力学温标与所用工质性质无关。

由式(4-1)给出的只是温度的比值,为了给出具体数值,1954年国际计量会议规定水的三相点温度为 273.16 K,于是由式(4-1)可得

$$T = 273.16 \frac{Q}{Q_{TP}} \quad (4-2)$$

式中, Q_{TP} 为可逆热机与温度为 273.16 K 的热源交换的热量; T 为被测热源的温度; Q 为可逆热机与被测热源交换的热量。由上式可见, T 与 Q 为线性关系, Q 越小,所对应的温度就越低。 $Q=0$, 即当交换的热量小到等于零时,该热源的温度就是“绝对零度”。由于 Q 和 Q_{TP} 都是取绝对值,因此由上述方法给出的温度均为正值。可见,这种温标是根据热力学第二定律建立的,与经验温标有本质上不同的热力学温标。

二、提高循环热效率的基本途径

用热力学绝对温标,卡诺循环的热效率可表示为

$$\eta_c = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (4-3)$$

式中, T_1 和 T_2 分别为高温热源(简称热源)和低温热源(简称冷源)的热力学温度。同理,逆向卡诺循环的制冷系数为 $\varepsilon_c = q_2/w = T_2/(T_1 - T_2)$ 。因此,提高循环热效率的基本途径为:

1. 对于卡诺循环,无论使用什么工质,也不论可逆热机的结构形式,提高热源的热力学温度 T_1 和降低冷源的热力学温度 T_2 ,均可提高循环热效率。

2. 对于不可逆热机,应尽量避免其实际循环中所包含的不可逆因素,即减少循环的不可逆性,使其热效率接近相同热源条件下卡诺循环的热效率。

关于如何将这些提高热效率的基本途径付诸实施,将在以后的章节中逐步加以介绍。

第四节 克劳修斯不等式

热力学第二定律的基本任务是研究能量转换过程的方向性。以上仅讨论了特定情况下的转换规律,即热量在两热源之间,通过循环转换为功的能力——循环热效率。现在我们要把这个结果加以推广和扩充,使之更具有普遍的意义。为此,克劳修斯曾引用热力学温度对卡诺定理作了数学的表述,得出克劳修斯积分式,从而把着眼点从热量转换为功的能力,转移到工质热力状态变化规律上来,找到了状态参数——熵,使热力学第二定律关于能量转换规律的论述更为普遍和深入。这一节介绍克劳修斯不等式。

一、两热源间的循环

由卡诺定理和卡诺循环,可得

$$\eta_1 = 1 - \frac{q_2}{q_1} \leq 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (4-4)$$

式中, T_1 和 T_2 分别为高温热源和低温热源的热力学温度,在可逆循环中它们也分别是工质吸热和放热时的温度; q_1 和 q_2 分别为高温热源加给工质的热量和低温热源吸收工质的热量,在可逆循环中它们也分别是工质吸收和放出的热量;等号适用于可逆循环,不等号适用于不可

逆循环。由式(4-4)可得

$$\frac{q_2}{q_1} \geq \frac{T_2}{T_1} \quad \text{或} \quad \frac{q_2}{T_2} \geq \frac{q_1}{T_1}$$

如把上式中 q_2 取代数值, 则得

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} \leq 0 \quad (4-5)$$

式(4-5)实质上是引用了热力学温度的卡诺定理的数学表述。它说明在两热源之间的循环中, 工质从热源吸收的热量(放热为负)被相应热源的绝对温度所除而得的商的代数和, 在可逆时为零; 在不可逆时小于零; 而绝对不可能大于零。这个结论具有原则性的意义, 因为如果大于零, 则违反了热力学第二定律。

二、无穷多个热源间的任意循环

下面将式(4-5)推广应用于无穷多个热源间的任意循环。如图 4-4 所示, 在 $p-v$ 图上画有一任意可逆循环 $abcd$ 。用无穷多条相互无限接近的可逆绝热线来分割这一循环, 于是可得无穷多个微元可逆循环。取其中任一微元可逆循环 $efhge$, 因绝热线 fh 和 eg 无限接近, e 和 f 两点无限接近, ef 线可认为是微元可逆定温吸热过程线, 同理, hg 线可认为是微元可逆定温放热过程线, 所以 $efhge$ 可认为是两热源间的微元卡诺循环。由于这一系列的微元卡诺循环的吸热线和放热线分别与原循环相应的线重合, 所以无穷多个微元卡诺循环吸热量之和与放热量之和分别与原循环的

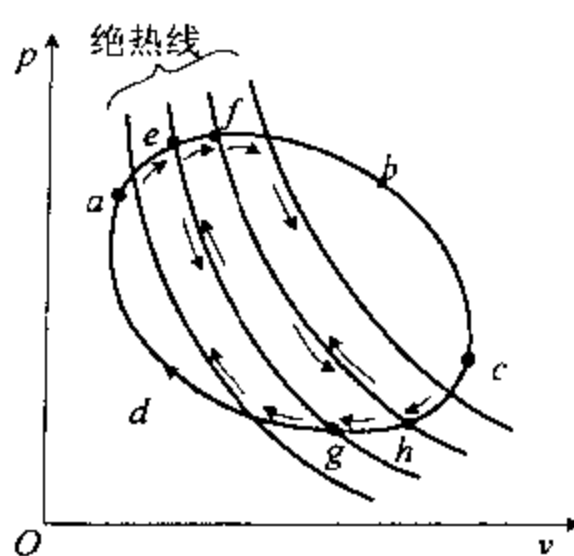


图 4-4 任意可逆循环

吸、放热量相等。此外, 分割用的可逆绝热线均为相邻微元卡诺循环所公用, 如 fh 线在前一循环中为压缩线, 而在后一循环中为膨胀线, 膨胀功与压缩功互相抵消。微元卡诺循环所作净功的总和与原循环的净功相等。因此, 微元卡诺循环的总和与原循环在热和功方面都等效。从这里也可以看出, 任意可逆循环要求有温度连续变化的无穷多个热源。

根据式(4-5), 对任一微元卡诺循环有

$$\frac{\bar{d}q_{1i}}{T_{1i}} + \frac{\bar{d}q_{2i}}{T_{2i}} = 0$$

于是, 对于无穷多个微元卡诺循环的总和有

$$\sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{\bar{d}q_{1i}}{T_{1i}} + \frac{\bar{d}q_{2i}}{T_{2i}} \right) = 0$$

即对任意可逆循环 $abcd$ 有

$$\oint \left(\frac{\bar{d}q}{T} \right)_{\text{rev}} = 0 \quad (4-6)$$

$\oint$ 表示沿封闭曲线 $abcd$ 积分。

式(4-6)称为克劳修斯积分式, 它说明在无穷多个热源间的任意可逆循环中, 克劳修斯积分等于零。

如图 4-5 所示, 不可逆循环 $abcd$ 由不可逆过程 abc (在 $p-v$ 图上用虚线表示) 和可逆过程

cda 组成。按上述用可逆绝热线分割的方法,同样可将原循环分成无穷多个微元循环的总和。所不同的是无穷多个微元循环中有部分或全部为相应的两热源间的不可逆循环。

根据式(4-5),对其中的微元卡诺循环有

$$\frac{\bar{d}q_{1r}}{T_{1r}} + \frac{\bar{d}q_{2r}}{T_{2r}} = 0$$

对其中的微元不可逆循环有

$$\frac{\bar{d}q_{1i}}{T_{1i}} + \frac{\bar{d}q_{2i}}{T_{2i}} < 0$$

对任意不可逆循环总的有

$$\oint \left(\frac{\bar{d}q}{T} \right)_{i,n} < 0 \quad (4-7)$$

式(4-7)称为克劳修斯积分不等式,它说明在无穷多个热源间的任意不可逆循环中,克劳修斯积分小于零。

综合式(4-6)和式(4-7),可得

$$\oint \frac{\bar{d}q}{T} \leq 0 \quad (4-8)$$

式中,等号适用于可逆循环,不等号适用于不可逆循环。式(4-8)是卡诺定理推广应用于多热源或无穷多热源之间的任意循环而得出的数学表达式,它说明沿任意循环的克劳修斯积分绝对不可能大于零。这是一切循环的共性,是由热力学第二定律所确定的。换言之,如果大于零,则必然违反克劳修斯说法或开尔文说法。

例 4-1 某热机中工质先从 $T'_1 = 1\,000\text{ K}$ 的热源吸热 150 kJ/kg ,再从 $T''_1 = 1\,500\text{ K}$ 的热源吸热 450 kJ/kg ,向 $T_2 = 500\text{ K}$ 的热源放热 360 kJ/kg ,试判断该循环能否实现;是否为可逆循环?若令该热机做逆循环,即作制冷机用,工质能否从 $T_2 = 500\text{ K}$ 的热源吸热 360 kJ/kg ,并向 $T''_1 = 1\,500\text{ K}$ 的热源放热 450 kJ/kg ,以及向 $T'_1 = 1\,000\text{ K}$ 的热源放热 150 kJ/kg ?

解 因热源超过两个,无法直接用卡诺定理判断。此题只能用式(4-10)判断。

1. 作热机时为正循环,所以

$$\begin{aligned} \oint \frac{\bar{d}q}{T} &= \frac{q'_1}{T'_1} + \frac{q''_2}{T''_1} + \frac{q_2}{T_2} \\ &= \frac{150}{1\,000} + \frac{450}{1\,500} + \frac{-360}{500} = -0.27 < 0 \end{aligned}$$

此正循环是可以实现的,且为不可逆循环。

2. 作制冷机时为逆循环,所以

$$\begin{aligned} \oint \frac{\bar{d}q}{T} &= \frac{q'_1}{T'_1} + \frac{q''_2}{T''_1} + \frac{q_2}{T_2} \\ &= \frac{-150}{1\,000} + \frac{-450}{1\,500} + \frac{360}{500} = 0.27 > 0 \end{aligned}$$

因为克劳修斯积分大于零,这是违反热力学第二定律的,因而是不可能实现的。

上述计算表明,按此工作参数做正循环时,此热机为不可逆热机,必然在外界遗留了一个

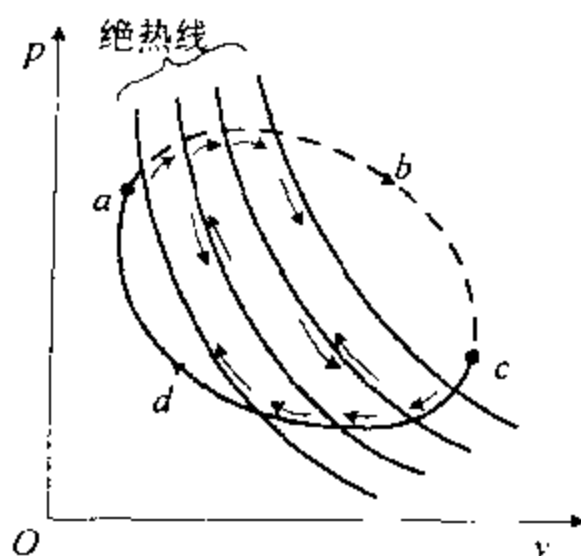


图 4-5 任意不可逆循环

不可逆的变化量,如热从高温处自发地传到低温处或功通过摩擦变热,这些外界变化是不可能用任何方法消除掉的。如果此逆循环能实现,则必然导致热可以自发地从低温处传到高温处或热可以通过摩擦变功这类结论,而这是违反热力学第二定律的。

第五节 状态参数——熵

历史上,熵是克劳修斯根据热力学第二定律在引用热力学温度对卡诺定理作了数学表述的基础上提出的。

克劳修斯积分式(4-6)是将卡诺定理推广应用于任意可逆循环而导出的结果。现进一步把卡诺定理推广应用于任意可逆过程。如图 4-6 所示,在 $p-v$ 图上有一任意可逆过程 $1a2$ 。为研究沿该可逆过程的克劳修斯积分 $\int_{1a2} (\frac{\bar{d}q}{T})_{re}$ 具有什么性质,从终态 2 作任意一个可逆过程 $2b1$,与原可逆过程 $1a2$ 组成一个可逆循环 $1a2b1$ 。对这一可逆循环,应用式(4-6)可得

$$\oint_{1a2b1} (\frac{\bar{d}q}{T})_{re} = \int_{1a2} (\frac{\bar{d}q}{T})_{re} + \int_{2b1} (\frac{\bar{d}q}{T})_{re} = 0$$

于是

$$\int_{1a2} (\frac{\bar{d}q}{T})_{re} = - \int_{2b1} (\frac{\bar{d}q}{T})_{re}$$

因 $2b1$ 为可逆过程,可以沿原过程经历的每一步逆向进行,只是系统与外界交换的热和功符号相反,所以

$$\int_{1a2} (\frac{\bar{d}q}{T})_{re} = - \int_{2b1} (\frac{\bar{d}q}{T})_{re} = \int_{1b2} (\frac{\bar{d}q}{T})_{re}$$

因初态 1 和终态 2 之间可作无数条可逆线,于是

$$\int_{1a2} (\frac{\bar{d}q}{T})_{re} = \int_{1b2} (\frac{\bar{d}q}{T})_{re} = \int_{1c2} (\frac{\bar{d}q}{T})_{re} = \dots$$

可见,只要初态 1 和终态 2 一定,沿 1 到 2 之间的任意可逆过程的克劳修斯积分均有相等的数值。换言之,沿可逆过程的克劳修斯积分只与系统的初、终状态有关,而与可逆过程的途径无关。因而,它表示了系统某一状态参数的变化量。这个状态参数称之为熵,单位质量工质的熵称为比熵,分别以符号 S 和 s 表示,其单位分别为 kJ/K 和 $\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ 。于是

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 (\frac{\bar{d}q}{T})_{re} \quad (4-9)$$

对于微元可逆过程,有

$$ds = (\frac{\bar{d}q}{T})_{re} \quad \text{或} \quad dS = (\frac{\bar{d}Q}{T})_{re} = m ds \quad (4-10)$$

因为式(4-6)与工质性质无关,所以式(4-9)和式(4-10)也与工质性质无关,即任何工质都存在状态参数——熵。式(4-10)就是熵的定义式。

由上述讨论可见,熵的引出是把两给定热源间所有卡诺循环热效率均相等而与工质性质

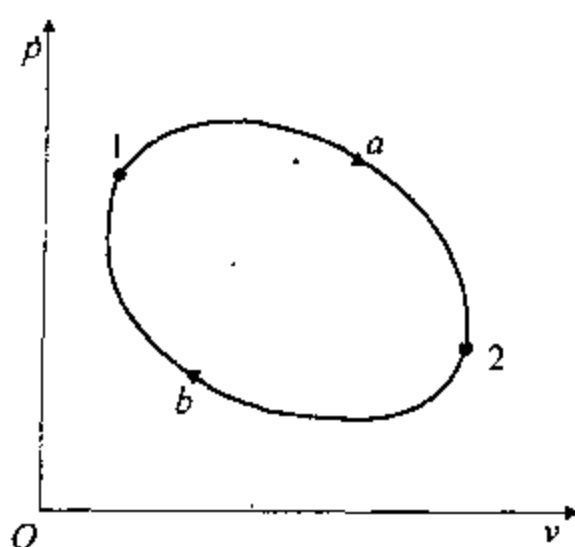


图 4-6 熵的引出用图

无关这一客观规律,推广应用于可逆过程的必然结果。因此,任何工质都有状态参数——熵,就像任意工质都有压力、温度和体积一样,是客观存在的事实,而不是人们凭空捏造出来的。只不过熵不能用仪表直接测示,因而人们通过比较抽象的数学推导才把它的存在揭示出来。

二、沿不可逆过程的克劳修斯积分

如图 4-7 所示, $p-v$ 图上有一不可逆过程 $1a2$, 沿该过程的克劳修斯积分 $\int_{1a2} (\bar{d}q/T)_{\text{irre}}$ 。前已指出,熵是系统的状态参数,只要系统的初、终状态一定,熵的变化量就有确定数值,而与过程是否可逆无关。为了求得不可逆过程 $1a2$ 熵的变化量,可在初、终状态之间任意作一假想的可逆过程 $1b2$ (见图 4-7),沿可逆过程 $1b2$ 的克劳修斯积分就是不可逆过程 $1a2$ 熵的变化量。按式(4-9),比熵的变化量为

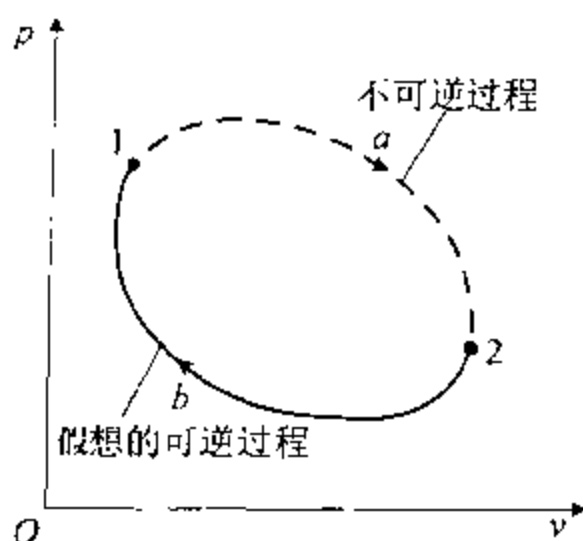


图 4-7 沿不可逆过程的克劳修斯积分

$$s_2 - s_1 = \int_{1b2} \left(\frac{\bar{d}q}{T} \right)_{\text{re}}$$

下面讨论沿不可逆过程的克劳修斯积分与其熵的变化量之间的关系。如图 4-7 所示, $p-v$ 图上 $1a2b1$ 组成一个不可逆循环,其中 $1a2$ 为不可逆过程, $2b1$ 为可逆过程。按式(4-7),对不可逆循环 $1a2b1$ 有

$$\oint_{1a2b1} \left(\frac{\bar{d}q}{T} \right)_{\text{irre}} = \int_{1a2} \left(\frac{\bar{d}q}{T} \right)_{\text{irre}} + \int_{2b1} \left(\frac{\bar{d}q}{T} \right)_{\text{re}} < 0$$

因为 $2b1$ 为可逆过程,所以有

$$\int_{2b1} \left(\frac{\bar{d}q}{T} \right)_{\text{re}} = - \int_{1b2} \left(\frac{\bar{d}q}{T} \right)_{\text{re}} = - (s_2 - s_1)$$

综合以上两式,可得

$$s_2 - s_1 > \int_{1a2} \left(\frac{\bar{d}q}{T} \right)_{\text{irre}} \quad (4-11)$$

对于微元不可逆过程,有

$$ds > \left(\frac{\bar{d}q}{T} \right)_{\text{irre}} \quad \text{或} \quad dS > \left(\frac{\bar{d}Q}{T} \right)_{\text{irre}} \quad (4-12)$$

由式(4-11)可见,沿不可逆过程的克劳修斯积分恒小于该过程中熵的变化量。这个结论,实质上是两热源间不可逆循环的热效率恒小于相同热源条件下卡诺循环热效率这一客观规律推广应用于不可逆过程的结果。

将式(4-9)和式(4-11)合并,可得

$$s_2 - s_1 \geq \int_1^2 \frac{\bar{d}q}{T} \quad \text{或} \quad S_2 - S_1 \geq \int_1^2 \frac{\bar{d}Q}{T} \quad (4-13)$$

对微元过程,有

$$ds \geq \frac{\bar{d}q}{T} \quad \text{或} \quad dS \geq \frac{\bar{d}Q}{T} \quad (4-14)$$

式(4-13)、(4-14)中,等号适用于可逆过程,不等号适用于不可逆过程。无论什么过程,系统熵的变化量决不可能小于沿该过程的克劳修斯积分。这是由热力学第二定律所揭示的一切过程

的共性。因此,只要所研究的系统是由大量分子(或其他微粒)所组成,则该系统进行的过程,除了遵守能量守恒(热力学第一定律)之外,还必须同时遵守熵变化量不小于沿该过程的克劳修斯积分这一规律(热力学第二定律)。只有同时遵守这两条规律的过程才是可能实现的。这样,对过程方向性的研究,从理论上深化为对系统本身的状态参数熵的研究。

三、熵流与熵产

为了准确地表述熵与过程方向性的关系,下面介绍熵流与熵产的概念。沿任何过程(可逆或不可逆)的克劳修斯积分,称为“熵流”,以符号 ΔS_f 表示,即

$$\Delta S_f = \int_1^2 \frac{\bar{d}Q}{T} \quad (a)$$

将过程中系统熵的变化量($S_2 - S_1$)与熵流 ΔS_f 之差定义为“熵产”,以符号 ΔS_g 表示,即

$$\Delta S_g = (S_2 - S_1) - \Delta S_f \quad (b)$$

于是

$$(S_2 - S_1) = \Delta S_f + \Delta S_g \quad (4-15)$$

可见,过程中系统熵的变化量是由熵流和熵产两部分组成的。其中,熵流是由于系统与外界发生热交换而引起的,式(a)中的 $\bar{d}Q$ 为热源与系统交换的微元热量, T 为相应热源的温度。由式(a)可以看出,当系统从热源吸热时, $\bar{d}Q > 0$, $\Delta S_f > 0$;反之,当系统向热源放热时, $\bar{d}Q < 0$, $\Delta S_f < 0$ 。因此,熵流可以是正值,也可以是负值,它是系统与热源之间通过热交换而发生的熵的交换。而熵产,则由式(4-13),可得

$$\Delta S_g = (S_2 - S_1) - \int_1^2 \frac{\bar{d}Q}{T} \geq 0 \quad (4-16)$$

式中,等号适用于可逆过程,不等号适用于不可逆过程。可见,在可逆过程中,熵产为零,熵的变化量等于熵流,换言之,系统只与热源发生熵的交换(系统得到的熵在数值上等于热源失去的熵,或系统失去的熵在数值上等于热源得到的熵)。在不可逆过程中,熵产大于零,熵的变化量大于熵流,换言之,系统除了与热源发生熵的交换之外,在不可逆过程中还有熵产生了。不可逆过程中系统熵产生的原因在于过程中所包含的不可逆因素(耗散效应、有限温差的热传递、自由膨胀和不同工质的混合等)使机械功、动能等可用能转变为热量。不可逆因素的影响越小,熵产也越小;当这种影响趋近于零时,熵产也就趋近于零。因此,熵产是衡量过程不可逆性的尺度。

总之,熵流是热量交换的结果,熵产是热量产生的结果。系统熵的变化量等于熵流与熵产之和,它可以大于零、等于零或小于零,但任何过程中熵产不可能小于零。

四、熵的性质

1. 熵是系统的状态参数,为尺度量,具有可加性。如系统由几个子系统组成,则系统熵的变化量 ΔS 为各子系统熵的变化量 $\Delta S_1, \Delta S_2, \Delta S_3, \dots$ 的代数和,即

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 + \Delta S_3 + \dots$$

对于均匀系统,则为

$$\Delta S = m \Delta s \quad (4-17)$$

2. 熵的定义式为

$$dS = \left(\frac{\bar{d}Q}{T} \right)_\pi \quad \text{或} \quad ds = \left(\frac{\bar{d}q}{T} \right)_\pi$$

据此,可仿照 $p-v$ 图,建立以热力学温度为纵坐标、比熵为横坐标的温熵图($T-s$ 图)。如图 4-8 所示,系统的初态(T_1, s_1)用点 1 表示,终态(T_2, s_2)用点 2 表示,从初态到终态的某一可逆过程可用曲线 1-2 表示。

因为 $ds = (\frac{\bar{d}q}{T})_r$, 所以 $\bar{d}q = Tds$ 。在微元可逆过程中,单位质量的工质从热源吸收的热量 $\bar{d}q$ 在 $T-s$ 图上可用画阴影线的微元面积表示。因此,在可逆过程 1-2 中,单位质量工质从热源吸收的热量为

$$q = \int_1^2 Tds = \text{面积 } 12ba1 \quad (4-18)$$

可见,4-8 图上过程曲线下的面积表示可逆过程中单位质量工质所吸收的热量。

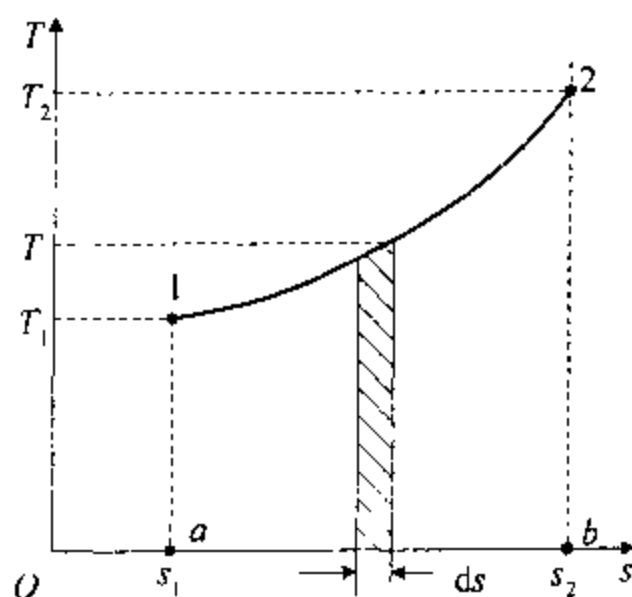


图 4-8 系统的温熵图

对于实际过程中系统与热源之间热交换的方向,可以从系统与热源之间的温差来断定。但对于可逆过程,系统与热源的温差无限小,因此无法用两者的温差来判别,这时可用系统比熵的变化来判别。由式 $\bar{d}q = Tds$ 可以看出,因热力学温度 T 总是大于零,在可逆过程中,如 $ds > 0$,则 $\bar{d}q > 0$,即比熵增加时,系统从热源吸热;反之,如 $ds < 0$,则 $\bar{d}q < 0$,即比熵减少时,系统向热源放热;当 $ds = 0$, $\bar{d}q = 0$,即比熵不变,系统与热源无热交换。因此,可逆的绝热过程为定熵过程。

3. 熵产是过程不可逆性的度量。熵产等于零,为可逆过程,这是实际过程的理想极限情况;熵产大于零,为不可逆过程,而且熵产越大,过程的不可逆性也越大;熵产小于零的过程是不可能实现的。

对于不可逆绝热过程,其熵流等于零,而熵产大于零,其熵的变化量大于零。因此,不可逆绝热过程为熵增加的过程。

例 4-2 在压力为 0.101 3 MPa 时,用 500 K 的恒温器把 1 kg、100 °C 的水加热成为 100 °C 的水蒸气,需要热量 2 257 kJ/kg,试求这一过程中工质(水和水蒸气)比熵流、比熵的变化量和比熵产的数值。

解 取汽化中的水和水蒸气为封闭系统,其初态 1 为 0.101 3 MPa 时 100 °C 的水,终态 2 为 0.101 3 MPa 时 100 °C 的水蒸气。系统的初、终状态是确定的,且均为平衡态。外界为 500 K 的恒温器(热源)。因此,系统的比熵流为

$$\begin{aligned} \Delta s_f &= \int_1^2 \frac{\bar{d}q}{T} = \frac{q_{1 \rightarrow 2}}{T} = \frac{2\,257}{500} \\ &= 4.514 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}) \end{aligned}$$

因为在系统的吸热过程中,热源与系统之间的温度差为 $500 - 373.15 = 126.85 \text{ K}$,所以这一吸热过程为不可逆过程。因此,比熵的变化量大于比熵流。为了计算这一不可逆过程比熵变化量的数值,如图 4-9 所示,设想 500 K 的热源把热量先传给温度 $T_m = 373.15 \text{ K}$ 的中间热源,然后这一中间热源再把热量在温差为无限小的条件下传给系统,使系统从初态 1 变化到终态 2。显然,系统从中间热源的吸热过程为可逆过程。因此,系统的比熵变化量等于这一设想

的可逆过程的比熵流,即

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \left(\frac{\bar{d}q}{T} \right)_{\text{理想可逆}} = \frac{q_{1 \rightarrow 2}}{T_m} = \frac{2\,257}{373.15} \\ = 6.048 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$$

比熵产为

$$\Delta s_g = s_2 - s_1 - \Delta s_f = q_{1 \rightarrow 2} \left(\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T} \right) \\ = 1.534 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$$

可见,比熵产大于零。由上式还可以看出,这一不可逆过程中比熵产大于零的原因是热源的溫度 T 大于系统的溫度 T_m ,即 $T > T_m$,而且两者的温差 $(T - T_m)$ 越大,比熵产就越大。同时还可以看出,如比熵产小于零,则要求 $T < T_m$,即要求用比系统溫度低的热源将热量自发地传给系统,显然这是违反热力学第二定律的,因而是不可能实现的。

例 4-3 在压力为 0.101 3 MPa 时,用外界的功源通过搅拌器的摩擦把 1 kg、100 °C 的水加热成为 100 °C 的水蒸气,需要功量 2 257 kJ/kg,试求这一过程中工质(水和水蒸气)比熵流、比熵的变化量和比熵产的数值。

解 本例的解法与上例类似。取汽化中的水和水蒸气为封闭系统。外界只有功源,而没有热源。因此,系统与外界没有热交换,比熵流为

$$\Delta s_f = \int_1^2 \frac{\bar{d}q}{T} = 0$$

因为在系统的吸热过程中,系统吸收的热量,是由在其中的搅拌器将功源提供的功量通过摩擦转换而来的,所以这一吸热过程为不可逆过程。因此,比熵的变化量大于比熵流。为了计算这一不可逆过程中比熵变化量的数值,设想功源提供的功量通过摩擦变为热量的过程在 373.15 K 的中间热源中进行,然后这一中间热源再把热量在温差为无限小的条件下传给系统。与上例相同的理由,系统的比熵变化量为

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \left(\frac{\bar{d}q}{T} \right)_{\text{理想可逆}} = \frac{q_{1 \rightarrow 2}}{T_m} = \frac{2\,257}{373.15} \\ = 6.048 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$$

比熵产为

$$\Delta s_g = s_2 - s_1 - \Delta s_f = \frac{q_{1 \rightarrow 2}}{T_m} = 6.048 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$$

本例中比熵产大于零的原因是由于存在耗散效应,即功通过摩擦变热。由上式还可以看出,摩擦变成的热量 $q_{1 \rightarrow 2}$ 越大,吸收此热量的系统溫度 T_m 越低,则比熵产就越大。

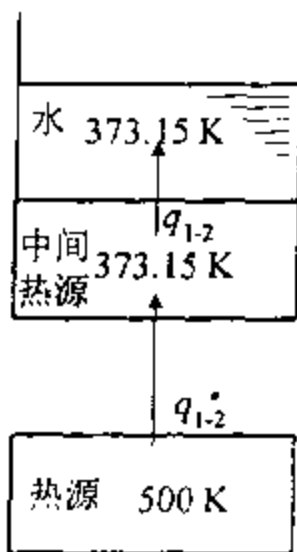


图 4-9 例 4-2 用图

第六节 熵增原理

将式(4-14)

$$dS \geq \frac{dQ}{T}$$

应用于孤立系统,因 $dQ = 0$,可得

$$dS_{\text{iso}} \geq 0 \quad (4-19)$$

式中, dS_{iso} 为孤立系统熵的变化量。式(4-19)说明, 在孤立系统中, 如进行的过程是可逆过程, 其熵保持不变; 如为不可逆过程, 其熵增加; 不论进行什么过程, 其熵不可能减少。这就是孤立系统熵增原理, 或简称熵增原理。熵增原理也是热力学第二定律的一种表述。因此, 热力学第二定律也可称为熵定律, 式(4-19)可作为热力学第二定律的数学表述。

值得指出, 不论进行什么过程, 孤立系统中的个别物体(子系统)的熵可以增加, 也可以减少或不变, 但孤立系统总体熵是永远不会减少的。

由孤立系统熵增原理可得出下列重要推论:

1. 因为孤立系统的熵增加量是由过程的不可逆因素产生出来的, 所以熵增加量(即熵产)可作为过程不可逆性的度量。

2. 根据孤立系统的熵变化可判断过程进行的方向: 如 $\Delta S_{\text{iso}} > 0$, 为不可逆过程, 这是实际可以进行的过程; $\Delta S_{\text{iso}} = 0$, 为可逆过程, 这是理想极限情况; $\Delta S_{\text{iso}} < 0$, 这是不可能实现的过程。

3. 由熵增原理, 可得孤立系统的平衡条件为

$$S_{\text{iso}} = S_{\text{iso, max}} \quad \text{或} \quad dS_{\text{iso}} = 0 \quad (4-20)$$

这是因为由有限物体组成的孤立系统内不可逆过程得以进行, 是其内部的压力差、温度差等不平衡“势”的驱使。随着不可逆过程的进行, 孤立系统的熵不断增加, 而这种势差却不断减少。达到平衡时, 势差消失了, 熵增的原因也消失, 孤立系统的熵便达到最大值。

例 4-4 如图 4-10 所示, 量热器中有 2 kg、20 °C 的水和 0.5 kg、500 °C 的铁块, 它们的比热容分别为 $c_{\text{H}_2\text{O}} = 4.186 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 和 $c_{\text{Fe}} = 0.4605 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 。试按熵增原理论证当量热器中的水和铁的总熵达到最大值时, 水温和铁块的温度相等, 并求出此平衡温度(略去量热器的热容量和向环境的散热)及这一过程中水和铁块的总熵变化量。

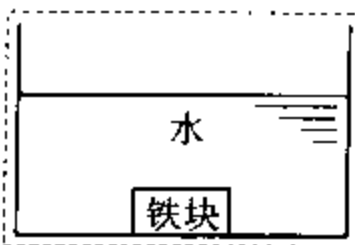


图 4-10 例 4-4 用图

解 按题意, 取量热器内的水和铁块为孤立系统。设不可逆热交换过程中水和铁块的瞬时温度分别为 $T_{\text{H}_2\text{O}}$ 和 T_{Fe} 。

按热力学第一定律

$$dU_{\text{H}_2\text{O}} + dU_{\text{Fe}} = 0$$

式中

$$dU_{\text{H}_2\text{O}} = m_{\text{H}_2\text{O}} c_{\text{H}_2\text{O}} dT_{\text{H}_2\text{O}}$$

$$dU_{\text{Fe}} = m_{\text{Fe}} c_{\text{Fe}} dT_{\text{Fe}}$$

所以

$$m_{\text{H}_2\text{O}} c_{\text{H}_2\text{O}} dT_{\text{H}_2\text{O}} + m_{\text{Fe}} c_{\text{Fe}} dT_{\text{Fe}} = 0 \quad (a)$$

按熵增原理, 系统达到平衡时, $S_{\text{iso}} \rightarrow \text{max}$, 即

$$dS_{\text{iso}} = dS_{\text{H}_2\text{O}} + dS_{\text{Fe}} = 0 \quad (b)$$

对水和铁块的热交换分别设想两个可逆过程, 则水和铁块微元熵变分别为

$$dS_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{\bar{d}Q_{\text{H}_2\text{O}}}{T_{\text{H}_2\text{O}}} = m_{\text{H}_2\text{O}} c_{\text{H}_2\text{O}} \frac{dT_{\text{H}_2\text{O}}}{T_{\text{H}_2\text{O}}} \quad (c)$$

$$dS_{Fe} = \frac{\bar{d}Q_{Fe}}{T_{Fe}} = m_{Fe} c_{Fe} \frac{dT_{Fe}}{T_{Fe}} \quad (d)$$

将式(c)和(d)代入(b),可得

$$m_{H_2O} c_{H_2O} \frac{dT_{H_2O}}{T_{H_2O}} + m_{Fe} c_{Fe} \frac{dT_{Fe}}{T_{Fe}} = 0$$

$$\frac{T_{Fe}}{T_{H_2O}} = - \frac{m_{Fe} c_{Fe} dT_{Fe}}{m_{H_2O} c_{H_2O} dT_{H_2O}} \quad (e)$$

将式(a)代入式(e),可得

$$T_{H_2O} = T_{Fe} = T$$

可见孤立系统总熵达到极大值时,水和铁块温度相等,即系统处于热平衡,此时系统的温度为平衡温度 T 。

对式(a)进行积分

$$\int_{T_{H_2O,1}}^T m_{H_2O} c_{H_2O} dT_{H_2O} + \int_{T_{Fe,1}}^T m_{Fe} c_{Fe} dT_{Fe} = 0$$

于是可得

$$m_{H_2O} c_{H_2O} (T - T_{H_2O,1}) = m_{Fe} c_{Fe} (T_{Fe,1} - T)$$

式中, $T_{H_2O,1}$ 和 $T_{Fe,1}$ 分别为水和铁块的初温。此式即为常用的热平衡方程。可见,这一简单的热平衡方程也是热力学第一定律和第二定律的综合结果,而决不是仅仅由热力学第一定律就能建立的。由上式,可得平衡温度为

$$T = \frac{m_{H_2O} c_{H_2O} T_{H_2O,1} + m_{Fe} c_{Fe} T_{Fe,1}}{m_{H_2O} c_{H_2O} + m_{Fe} c_{Fe}}$$

或

$$T = \frac{2 \times 4.186 \times 20 + 0.5 \times 0.460 5 \times 500}{2 \times 4.186 + 0.5 \times 0.460 5} = 32.8 \text{ } ^\circ\text{C}$$

对式(c)和式(d)进行积分,可求得这一过程中水和铁块的熵变化量为

$$\begin{aligned} \Delta S_{H_2O} &= \int_{T_{H_2O,1}}^T m_{H_2O} c_{H_2O} \frac{dT_{H_2O}}{T_{H_2O}} = m_{H_2O} c_{H_2O} \ln \frac{T}{T_{H_2O,1}} \\ &= 2 \times 4.186 \times \ln \frac{305.8}{293} = 0.358 0 \text{ kJ/K} \\ \Delta S_{Fe} &= \int_{T_{Fe,1}}^T m_{Fe} c_{Fe} \frac{dT_{Fe}}{T_{Fe}} = m_{Fe} c_{Fe} \ln \frac{T}{T_{Fe,1}} \\ &= 0.5 \times 0.460 5 \times \ln \frac{305.8}{773} = -0.213 5 \text{ kJ/K} \end{aligned}$$

孤立系统(水和铁块)总熵的变化量为

$$\begin{aligned} \Delta S_{\text{总}} &= \Delta S_{H_2O} + \Delta S_{Fe} = 0.358 0 + (-0.213 5) \\ &= 0.144 5 \text{ kJ/K} \end{aligned}$$

复习思考题

1. 热力学第二定律可否表述为:功可以完全变为热,但热不能完全变为功,为什么?

2. “循环功越大,则热效率越高”;“可逆循环热效率都相等”;“不可逆循环效率一定小于可逆循环效率”;“自发过程是不可逆过程,则非自发过程就是可逆过程”。这些结论是否正确?为什么?

3. 自然界中一切过程都是不可逆过程,那么研究可逆过程又有什么意义呢?

4. 下列说法是否正确,为什么?

(1) 熵增大的过程为不可逆过程;

(2) 不可逆过程 ΔS 无法计算;

(3) 若从某一初态经可逆与不可逆两条途径到达同一终态,则不可逆途径的 ΔS 必大于可逆途径的 ΔS ;

(4) 工质经不可逆循环, $\Delta S > 0$;

(5) 工质经不可逆循环,由于 $\oint \frac{\bar{d}Q}{T} < 0$, 所以 $\oint dS < 0$;

(6) 可逆绝热过程为定熵过程,定熵过程就是可逆绝热过程;

(7) 自然界的过程都朝着熵增大的方向进行,因此熵减过程不可能实现;

(8) 加热过程,熵一定增大;放热过程,熵一定减小。

5. 某封闭系统经历了一不可逆过程,系统从外界吸热为 20 kJ,同时对外界作膨胀功为 10 kJ。

(1) 按热力学第一定律计算系统热力学能的变化量;

(2) 按热力学第二定律判断系统熵的变化(为正、为负)。

6. 某封闭系统经历了一不可逆过程,系统向外界放热为 10 kJ,同时外界对系统做功为 20 kJ。

(1) 按热力学第一定律计算系统热力学能的变化量;

(2) 按热力学第二定律判断系统熵的变化(为正、为负、可正可负亦可为零)。

7. $p-v$ 图和 $T-s$ 图的重要性各何在? 不可逆过程在这两个图上怎样表示?

8. 某封闭系统经历了由几个简单的可逆过程(如定温、绝热、定压和定容)连结而成的复杂变化过程,如只知道这一复杂过程终态的熵大于初态的熵,就能确定该过程中系统从外界吸热吗? 同样,如只知道这一复杂过程终态的比体积大于初态的比体积,就能确定该过程中系统对外界作膨胀功吗(提示:分别运用 $T-s$ 图和 $p-v$ 图说明)?

习 题

1. 设工质在某热机循环中从高温热源吸热 500 kJ,向低温热源放热 300 kJ,试求循环热效率和工质对外作的净功。

2. 设工质在某制冷循环中向高温热源放热 1 000 kJ,消耗外界的机械功为 200 kJ,试求工质从低温热源吸收的热量和制冷系数。

3. 设一可逆卡诺热机中工作于 1 600 °C 和 300 °C 的两个热源之间,工质从高温热源吸热 400 kJ,试求:(1)循环热效率;(2)工质对外作的净功;(3)工质向低温热源放出的热量。

4. 设一可逆卡诺热机中工质向温度为 500 °C 的低温热源放出的热量为 200 kJ,热效率为 50%,试求:(1)工质从高温热源吸收的热量以及高温热源的温度;(2)工质对外作的净功。

5. 设一逆向可逆卡诺循环中工质从 -10 °C 的低温热源吸收的热量为 800 kJ,制冷系数为

8.5, 试求: (1) 工质向高温热源放出的热量以及高温热源的温度; (2) 外界对工质作的净功。

6. 有一半导体制冷装置, 需用端电压 $E = 24 \text{ V}$ 、电流 $I = 30 \text{ A}$ 的电功率, 每小时可从这一装置的小冰箱中吸热 2680 kJ , 求该装置的制冷系数 ϵ 和它的热接点向大气每小时的散热量?

7. 热泵循环中传给高温热源的热量 q_1 与所消耗的净功 w (q_1 与 w 均取绝对值) 之比称为供热系数 ϵ_h , 即

$$\epsilon_h = \frac{q_1}{w}$$

试推导卡诺热泵循环的 $\epsilon_{c,h}$ 公式。

8. 试论证如违反热力学第二定律的克劳修斯说法, 则必然违反开尔文说法。

9. 试用热力学第二定律证明, $p-v$ 图上任意两条可逆绝热线不能相交。

10. 有 A, B 两物体, 其初温 $T_A > T_B$, 两物体的质量相等 $m_A = m_B = m$, 其比热容亦相等 $c_A = c_B = c$, 且为常数。可逆热机在其间工作, 从 A 吸热, 向 B 放热, 直至两物体温度相等时为止。

(1) 试证明平衡时的温度为 $T_m = \sqrt{T_A T_B}$;

(2) 求出可逆热机对外输出的净功。

11. 有 A, B 两可逆热机, 它们的循环分别如图 4-11(a) 和 (b) 所示。

(1) 试证明 $\eta_A/\eta_B = 1 + T_L/T_H$;

(2) 如 $T_H = 800 \text{ K}$, $T_L = 300 \text{ K}$ 时, 求出两可逆热机的热效率各为多少。

12. 某热机循环中, 工质先从 $T'_H = 600 \text{ K}$ 的第一热源吸收热量 Q'_1 , 再从 $T''_H = 800 \text{ K}$ 的第二热源吸收热量 Q''_1 , 向 $T_L = 300 \text{ K}$ 的冷源放出热量 Q_1 , 循环净功为 W 。在下列条件下, 试分别判断该热机循环是可逆的、不可逆的或不可能实现的:

(1) $Q'_1 = 1200 \text{ J}$, $Q''_1 = 400 \text{ J}$, $W = 800 \text{ J}$;

(2) $Q'_1 = 1200 \text{ J}$, $Q''_1 = 400 \text{ J}$, $Q_2 = 750 \text{ J}$;

(3) $Q'_1 = 400 \text{ J}$, $Q_2 = 750 \text{ J}$, $W = 900 \text{ J}$ 。

13. 如图 4-12 所示, 用热机 E 带动热泵 P 工作, 热机在热源 T_1 和冷源 T_0 之间工作, 而热泵则在冷源 T_0 和另一热源 T'_1 之间工作。已知 $T_1 = 1000 \text{ K}$ 、 $T'_1 = 310 \text{ K}$ 、 $T_0 = 250 \text{ K}$ 。如热机从热源 T_1 吸收热量 $Q_1 = 1 \text{ kJ}$, 而热泵向另一热源 T'_1 放出的热量 Q_H 供冬天室内取暖用。

(1) 如热机的热效率为 $\eta_i = 0.50$, 热泵的供热系数 $\epsilon_h = 4$, 求 Q_H ;

(2) 如热机和热泵均按可逆循环工作, 求 Q_H ;

(3) 如上述两次计算结果均为 $Q_H > Q_1$, 表示冷源 T_0 中有一部分热量传入了温度 T'_1 的热源, 而又不消耗(除热机 E 所提供的功之外的)其他机械功, 这是否违反热力学第二定律的克劳修斯说法?

14. 按习题 4-10 给定条件, 如将 A, B 两物体在与外界绝热的条件下直接接触而进行热传递, 直至两物体温度相等时为止。

(1) 试证明此时的平衡温度 $T'_m > \sqrt{T_A T_B}$;

(2) 试求这一不可逆热传递过程的熵产及作功能力的损失(环境温度为 T_0)。

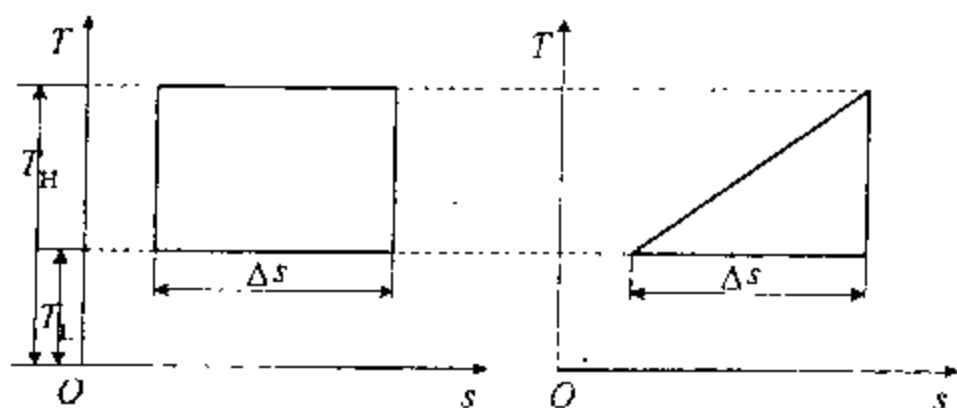


图 4-11 习题 11 用图

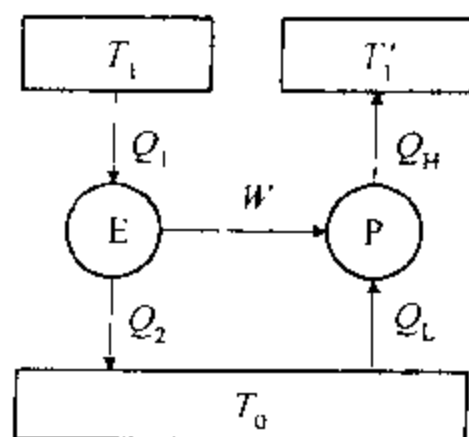


图 4-12 习题 13 用图

15. 为了帮助理解式(4-19)是热力学第二定律数学表达式,试用孤立系统熵增原理论证:
 (1)热力学第二定律的克劳修斯说法;(2)热力学第二定律的开尔文说法;(3)卡诺定理。
16. 试用孤立系统熵增原理,对习题 13 的第三个问题作出确切的分析。

第五章 理想气体的热力性质与过程

第一节 理想气体的定义

一、理想气体与实际气体

在热动力设备中,热能转变为机械能是借助于工质在设备中的吸热、膨胀作功等状态变化过程而实现的。为研究和计算工质经过这些过程吸收的热量和作出的功,除了以热力学第一定律作为主要的基础和工具外,还需要用到有关工质热力性质方面的知识。热能转变为机械能只能通过工质膨胀作功来实现,采用的工质应具有显著的胀缩能力,即工质的体积随其温度、压力有较大的变化。在物质的固、液、气三态中,只有气态具有这种特性,因而热机中使用的工质一般都是气态物质。实际上气体分子本身占据一定的体积,分子相互间是有作用力的,同时又在持续不断地做着无规则的热运动,性质很复杂,分子在两次碰撞之间进行的是非直线运动,很难找出其运动规律。为方便分析、简化计算,人们提出了理想气体的概念。

理想气体是一种实际上不存在的假想气体,其分子是些弹性的、不占据体积的质点,分子相互间没有作用力。在这两个假设条件下,气体的分子运动规律将大大简化。作了这些假设,不但可以定性地分析气体的热力学现象,而且可以定量地得出状态参数之间的简单函数关系式。

从方法上说,这些假设是必要的、有利的。但经过这一简化后,能否符合实际情况呢?这就要看气体所处的具体条件。当气体处于压力低、温度高、比体积很大的状态时,由于分子浓度小,分子本身所占的体积与它的活动空间(即体积)相比要小得多,这时,分子间平均距离大,相互吸引力很弱,处于这种状态就很接近理想气体。所以,理想气体实质上是实际气体在压力趋近于零($p \rightarrow 0$),比体积趋近于无穷大($v \rightarrow \infty$)时的极限状态。

热力学中,把完全符合方程(5-1)及方程(5-2)的气体,称为“理想气体”;凡不符合这两个条件的气体称为“实际气体”。

理想气体状态方程

$$pv = RT \quad (5-1)$$

理想气体比热力学能

$$u = u(T) \quad (5-2)$$

在热工计算中究竟哪些工质可以作为理想气体看待呢?工程中常用的气体如 O_2 , H_2 , N_2 , CO , CO_2 等及其混合物空气、燃气、烟气等在通常的使用温度、压力下都可以看做理想气体。对于包含在大气或燃气中的少量水蒸气,因分压力很小,分子浓度很低,也可当作理想气体处理;而蒸汽动力装置中作为工质的水蒸气,压力较高,比体积很小,离液态不远,因而不能把它当作理想气体。至于在制冷装置中所用到的工质,如氨(NH_3)、氟里昂(R22)等同样离液态不远,显然也不能当作理想气体看待。

二、理想气体状态方程

理想气体的状态方程可有不同表述形式:

$$1 \text{ kg 气体} \quad p\tau = RT \quad (5-3)$$

$$1 \text{ kmol 气体} \quad pV_M = R_M T \quad (5-4)$$

$$m \text{ kg}, n \text{ kmol 气体} \quad pV = mRT = nR_M T \quad (5-5)$$

式中, R 为气体常数, 单位是 $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 。 R 值随气体种类而异, 各种气体都有一定的 R 值; R_M 为千摩尔气体常数, 单位是 $\text{J}/(\text{kmol} \cdot \text{K})$; V_M 为千摩尔体积, 单位是 m^3/kmol ; n 为千摩尔数。根据阿佛加德罗定律, 在同温同压下, 摩尔数相等的各种理想气体所占的体积相同。在标准状态 ($T_n = 273.15 \text{ K}$, $p_n = 0.101325 \text{ MPa}$) 下, 根据测量, 1 kmol 气体所占的体积为

$$V_{M,n} = (22.414 \pm 0.003) \text{ m}^3/\text{kmol}$$

根据式(5-4)

$$\begin{aligned} R_M &= \frac{p_n V_{M,n}}{T_n} = \frac{0.101325 \times 10^6 \times (22.414 \pm 0.003)}{273.15} \\ &= (8314.5 \pm 1.1) \text{ J}/(\text{kmol} \cdot \text{K}) \end{aligned}$$

可见, R_M 是一个既与状态无关, 也与气体种类无关的普适恒量, 称为“通用气体常数”。工程上使用, 可取

$$R_M = 8314 \text{ J}/(\text{kmol} \cdot \text{K})$$

以 M 表示气体的摩尔质量, 其单位为 kg/kmol , 它表示 1 kmol 气体的质量为多少千克。例如, 1 kmol 氧的质量为 32 kg , 1 kmol 氮的质量为 28 kg , 1 kmol 空气的质量为 28.96 kg 等。比较式(5-4)和式(5-5), 取式(5-5)中的 $m = M$, 可得

$$R = \frac{R_M}{M} = \frac{8314}{M} \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K}) \quad (5-6)$$

例 5-1 如图 5-1 所示, 氦气瓶放在一个原为真空的绝热箱子内, 当氦气泄漏至箱内并达到平衡时, 确定氦气的压力 p_2 和温度 T_2 。

解 如取绝热箱子为系统, 则

$$Q = \Delta U + W$$

$$Q = 0 \quad W = 0 \quad \Delta U = 0$$

$$\Delta U = mu_2 - mu_1 = mc_v(T_2 - T_1) = 0$$

所以

$$T_2 = T_1 = 323 \text{ K}$$

由于

$$m = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{p_2 (V_1 + V_2)}{RT_2}$$

所以

$$p_2 = \left(\frac{V_1}{V_1 + V_2} \right) p_1 = 500 \times \frac{20}{2000} = 5.0 \text{ kPa}$$

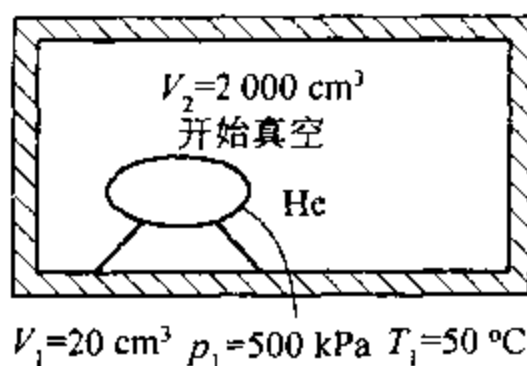


图 5-1 例 5-1 用图

例 5-2 刚性容器中原先有压力为 p_1 、温度为 T_1 的一定量的某种气体, 已知其气体常数为 R 。后来加入 3 kg 同种气体, 此时的压力为 p_2 , 温度仍为 T_1 。试确定容器的体积和原先的气体质量 m_1 。

解 终态时

$$\frac{p_2 V}{T_1} = (m_1 + 3)R \quad (a)$$

初态时

$$\frac{p_1 V}{T_1} = m_1 R \quad (b)$$

所以

$$V = \frac{3RT_1}{p_2 - p_1}$$

将式(c)代入式(b),得

$$m_1 = \frac{p_1 V}{RT_1} = \frac{3RT_1 p_1}{RT_1 (p_2 - p_1)} = \frac{3}{p_2/p_1 - 1}$$

第二节 理想气体的比热容

一、比热容及其分类

单位质量的物体在准静态过程中温度升高 1 K 所需的热量称为“比热容”。其定义式为

$$c = \frac{\bar{d}q}{dt} \quad (5-7)$$

按照计量的单位,比热容可分为三类,取 1 kg 质量作为计量单位时,其比热容称为质量比热容,用符号 c 表示,单位为 $\text{kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$;取标准状态下 1 m^3 气体的体积作为计量单位时,其比热容称为体积比热容,用符号 c' 表示,单位为 $\text{kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$;取 1 kmol 作为计量单位时,其比热容称为千摩尔比热容,用符号 c_M 表示,单位为 $\text{kJ}/(\text{kmol} \cdot \text{K})$ 。三者之间的换算关系为

$$c_M = M \cdot c = 22.4 c' \quad (5-8)$$

一般以质量比热容应用较普遍,下面以质量热容为主进行讨论。

因为热量与过程有关,所以比热容的数值也随过程的不同而异。在热工计算中,通常给出两种特定过程的比热容:即压力保持不变的定压过程的比热容,和比体积保持不变的定容过程的比热容,它们分别称为比定压热容和比定容热容。于是,由式(5-7),有

$$c_p = \left(\frac{\bar{d}q}{dt} \right)_p \quad (5-9)$$

$$c_v = \left(\frac{\bar{d}q}{dt} \right)_v \quad (5-10)$$

式(5-9)、(5-10)中, c_p 和 c_v 分别表示定压真实质量比热容和定容真实质量比热容。根据热力学第一定律的表达式,对于定压过程($dp=0$)和定容过程($dv=0$),分别有

$$(\bar{d}q)_p = dh \quad (\bar{d}q)_v = du$$

于是

$$c_p = \left(\frac{dh}{dt} \right)_p \quad (5-11)$$

$$c_v = \left(\frac{dh}{dt} \right)_v \quad (5-12)$$

对于理想气体,比热力学能仅为温度的函数,即

$$u = u(T)$$

因此,由式(5-12)可得

$$c_v = \frac{du}{dT} \quad (5-13)$$

根据比焓的定义式和理想气体的状态方程,可得

$$h = u + pv = u + RT = h(T)$$

可见,理想气体的比焓也仅为温度的函数,将上式代入式(5-11)可得

$$c_p = \frac{dh}{dT} \quad (5-14)$$

比定压热容较比定容热容大,因为气体在定压下受热要膨胀,即要克服外力做功,所以比定压热容大于比定容热容的量值就等于单位质量气体在定压下温度升高 1 K 时对外所作的功。

二、应用比热容计算热量的方法

1. 曲线关系

实验测定理想气体的比热容仅是温度的函数,且其函数关系甚为复杂,但总可表达为

$$c = a + bt + et^2 + \dots \quad (5-15)$$

在比热容-温度坐标图 5-2 上,式(5-15)可用曲线 1—2 表示。理想气体由 t_1 °C 升高到 t_2 °C 所需的单位质量热量按式(5-7)积分求得

$$\begin{aligned} q_{12} &= \int_{t_1}^{t_2} c dt = \text{面积 } ABCDA \\ &= \text{面积 } 1BCO1 - \text{面积 } 1ADO1 \\ &= q_{02} - q_{01} \\ &= \int_0^{t_2} c dt - \int_0^{t_1} c dt \\ &= c_{m0}^2 \cdot t_2 - c_{m0}^1 \cdot t_1 \end{aligned} \quad (5-16)$$

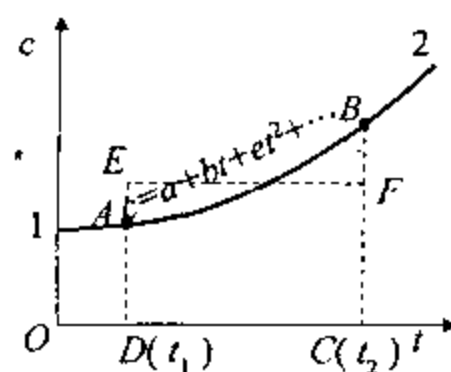


图 5-2 比热容与温度的曲线关系

式中, c_{m0}^2 、 c_{m0}^1 分别代表温度自 0 °C 到 t_1 和 0 °C 到 t_2 的平均比热容。这种平均比热容,它们的起始温度相同,都是 0 °C。这样就简化了数据表的编制。表 5-1 中给出了 0 °C 到 t °C 间的平均比热容值。然后利用式(5-16)可计算 t_1 °C 升高到 t_2 °C 过程的加热量。

2. 直线关系

在工程上当没有比热容表时,常用平均比热容的直线关系计算热量,当温度变化范围不大时,由此得出的数值一般可以满足工程上的要求。取式(5-15)右侧的前两项,即可得真实比热容的直线关系式

$$c = a + bt \quad (5-17)$$

这时,近似地将比热容看做与温度成直线关系,如图 5-3 所示,即以一条近似的直线代替实际上的曲线。此时热量

$$\begin{aligned} q_{12} &= \int_{t_1}^{t_2} c dt = \int_{t_1}^{t_2} (a + bt) dt = [a + \frac{b}{2}(t_1 + t_2)](t_2 - t_1) \\ &= c_{m1}^2(t_2 - t_1) \end{aligned} \quad (5-18)$$

于是,可得到 t_1 °C 到 t_2 °C 间的平均比热容

$$c_{ml}^2 = a + \frac{b}{2}(t_1 + t_2)$$

该平均比热容可利用表 5-2 所列出的气体平均比定压热容和比定容热容直线关系式求得。表中所列出关系式中的 t 用 $(t_1 + t_2)$ 代入即可求出 $t_1^\circ\text{C}$ 到 $t_2^\circ\text{C}$ 之间的平均比热容。

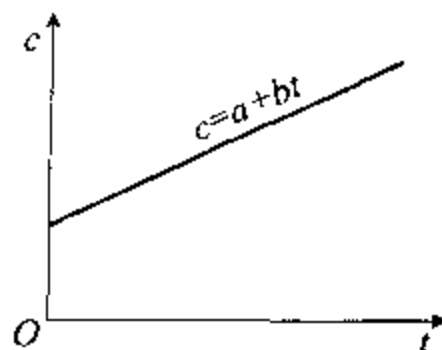


图 5-3 比热容与温度的直线关系

3. 定值比热容

尽管实际上气体的比热容是随温度的升高而增大,它是温度的复杂函数。但是,当气体温度较低且变化范围不大时,或者在精确度要求不高时,工程上为了简化计算,比热容可近似地当做定值,通常称为定值比热容。这时

$$q = c(t_2 - t_1) \quad (5-19)$$

定值比热容可采用下列数值:

单原子气体	$c_{M,p} = 20.9 \text{ kJ}/(\text{kmol} \cdot \text{K})$
双原子气体	$c_{M,p} = 29.3 \text{ kJ}/(\text{kmol} \cdot \text{K})$
三原子气体	$c_{M,p} = 37.7 \text{ kJ}/(\text{kmol} \cdot \text{K})$

例 5-3 试分别利用比热容表 5-1 和比热容表 5-2, 计算 100 kg 二氧化碳在定压下从 900 $^\circ\text{C}$ 加热到 1 300 $^\circ\text{C}$ 所需的热量, 并进行比较。

解 查表 5-1

$$c_{p,m0}^{900} = 1.104 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$$

$$c_{p,m0}^{1300} = 1.166 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$$

$$\begin{aligned} Q_p &= m q_p \\ &= 100 \times (1.166 \times 1300 - 1.104 \times 900) \\ &= 52220 \text{ kJ} \end{aligned}$$

按直线关系计算, 查表 5-2 得

$$c_{p,m} = 0.8725 + 0.0002406 t$$

将 $t = 900 + 1300 = 2200^\circ\text{C}$ 代入上式, 得从 900 $^\circ\text{C}$ 到 1300 $^\circ\text{C}$ 的平均比热容为

$$\begin{aligned} c_{p,m900}^{1300} &= 0.8725 + 0.0002406 \times 2200 \\ &= 1.4018 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_p &= m q_p = 100 \times 1.4018 \times (1300 - 900) \\ &= 56072 \text{ kJ} \end{aligned}$$

与按比热容表 5-1 算得的数据相比, 两者之差为

$$56072 - 52220 = 3852 \text{ kJ}$$

相对误差为

$$\frac{56072 - 52220}{52220} \times 100\% = 7.38\%$$

可见, 温度在 900~1300 $^\circ\text{C}$ 这样的范围内, 对于双原子气体, 如上例的空气, 按直线关系式计算误差很小。而对于二氧化碳等三原子气体, 按直线关系式计算误差较大, 最好按比热容表 5-1 计算。

表 5-1 气体的平均比定压热容(曲线关系)

$t/^\circ\text{C}$	O_2		N_2		CO_2		H_2O		空气	
	$c_{p,m}$	$c'_{p,m}$	$c_{p,m}$	$c'_{p,m}$	$c_{p,m}$	$c'_{p,m}$	$c_{p,m}$	$c'_{p,m}$	$c_{p,m}$	$c'_{p,m}$
	$[\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})]$	$[\text{kJ}/(\text{m}^3\cdot\text{K})]$	$[\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})]$	$[\text{kJ}/(\text{m}^3\cdot\text{K})]$	$[\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})]$	$[\text{kJ}/(\text{m}^3\cdot\text{K})]$	$[\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})]$	$[\text{kJ}/(\text{m}^3\cdot\text{K})]$	$[\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})]$	$[\text{kJ}/(\text{m}^3\cdot\text{K})]$
0	0.915	1.307	1.039	1.300	0.815	1.601	1.859	1.495	1.004	1.298
100	0.923	1.319	1.040	1.301	0.866	1.701	1.873	1.506	1.006	1.301
200	0.935	1.336	1.043	1.305	0.910	1.788	1.894	1.523	1.012	1.309
300	0.950	1.357	1.049	1.312	0.949	1.865	1.919	1.543	1.019	1.318
400	0.965	1.379	1.057	1.322	0.983	1.931	1.948	1.567	1.028	1.330
500	0.979	1.399	1.056	1.333	1.013	1.990	1.978	1.591	1.039	1.343
600	0.993	1.419	1.076	1.346	1.040	2.043	2.009	1.616	1.050	1.358
700	1.005	1.436	1.087	1.360	1.064	2.090	2.042	1.642	1.061	1.372
800	1.016	1.451	1.097	1.372	1.085	2.132	2.075	1.669	1.071	1.385
900	1.026	1.466	1.108	1.385	1.104	2.169	2.110	1.697	1.081	1.398
1000	1.035	1.479	1.118	1.398	1.122	2.204	2.144	1.724	1.091	1.411
1100	1.043	1.490	1.127	1.410	1.138	2.236	2.177	1.750	1.100	1.423
1200	1.051	1.501	1.136	1.421	1.153	2.265	2.211	1.778	1.108	1.433
1300	1.058	1.511	1.145	1.432	1.166	2.291	2.243	1.804	1.117	1.445
1400	1.065	1.521	1.153	1.442	1.178	2.314	2.274	1.829	1.124	1.454
1500	1.071	1.530	1.160	1.451	1.189	2.336	2.305	1.854	1.131	1.463
1600	1.077	1.539	1.167	1.460	1.200	2.358	2.335	1.878	1.138	1.472
1700	1.083	1.547	1.174	1.469	1.209	2.375	2.363	1.901	1.144	1.480
1800	1.089	1.556	1.180	1.476	1.218	2.393	2.391	1.923	1.150	1.487
1900	1.094	1.563	1.186	1.484	1.226	2.409	2.417	1.944	1.156	1.495
2000	1.099	1.570	1.191	1.490	1.233	2.423	2.442	1.964	1.161	1.502

表 5-2 气体的平均比定压热容和平均比定容热容(直线关系)(适用范围:0~1500 $^\circ\text{C}$)

气体	$c_{p,m}$ 和 $c_{v,m}/[\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})]$	$c'_{p,m}$ 和 $c'_{v,m}/[\text{kJ}/(\text{m}^3\cdot\text{K})]$
O_2	$c_{p,m} = 0.919 + 0.0001065t$ $c_{v,m} = 0.6594 + 0.0001065t$	$c'_{p,m} = 1.313 + 0.0001577t$ $c'_{v,m} = 0.943 + 0.0001577t$
N_2	$c_{p,m} = 1.032 + 0.0000886t$ $c_{v,m} = 0.7304 + 0.0000886t$	$c'_{p,m} = 1.306 + 0.0001066t$ $c'_{v,m} = 0.9131 + 0.0001066t$
CO	$c_{p,m} = 1.035 + 0.0000969t$ $c_{v,m} = 0.7331 + 0.0000969t$	$c'_{p,m} = 1.291 + 0.0001210t$ $c'_{v,m} = 0.9173 + 0.0001210t$
空气	$c_{p,m} = 0.9956 + 0.0000930t$ $c_{v,m} = 0.7088 + 0.0000930t$	$c'_{p,m} = 1.287 + 0.0001201t$ $c'_{v,m} = 0.9157 + 0.0001201t$
H_2O	$c_{p,m} = 1.833 + 0.0003111t$ $c_{v,m} = 1.372 + 0.0003111t$	$c'_{p,m} = 1.473 + 0.0002498t$ $c'_{v,m} = 1.102 + 0.0002498t$
CO_2	$c_{p,m} = 0.8725 + 0.0002406t$ $c_{v,m} = 0.6837 + 0.0002406t$	$c'_{p,m} = 1.7132 + 0.0004723t$ $c'_{v,m} = 1.3423 + 0.0004723t$

第三节 理想气体的热力学能、焓和熵

一、理想气体的热力学能和焓

上节已述及理想气体的热力学能和焓都只是温度的函数,即 $u = u(t)$ 、 $h = h(t)$ 。也就是说对应于某一温度,一定有一个确定的热力学能值和焓值。如图 5-4 所示,在同一条定温线上各点 2, 2', 2''..., 虽然其压力和比体积各不相同,但各点的热力学能值、焓值分别相等,即当

$T_2 = T_{2'} = T_{2''} = \dots$ 时,则

$$u_2 = u_{2'} = u_{2''} = \dots$$

$$h_2 = h_{2'} = h_{2''} = \dots$$

可见,理想气体的定温线即定热力学能线、定焓线。

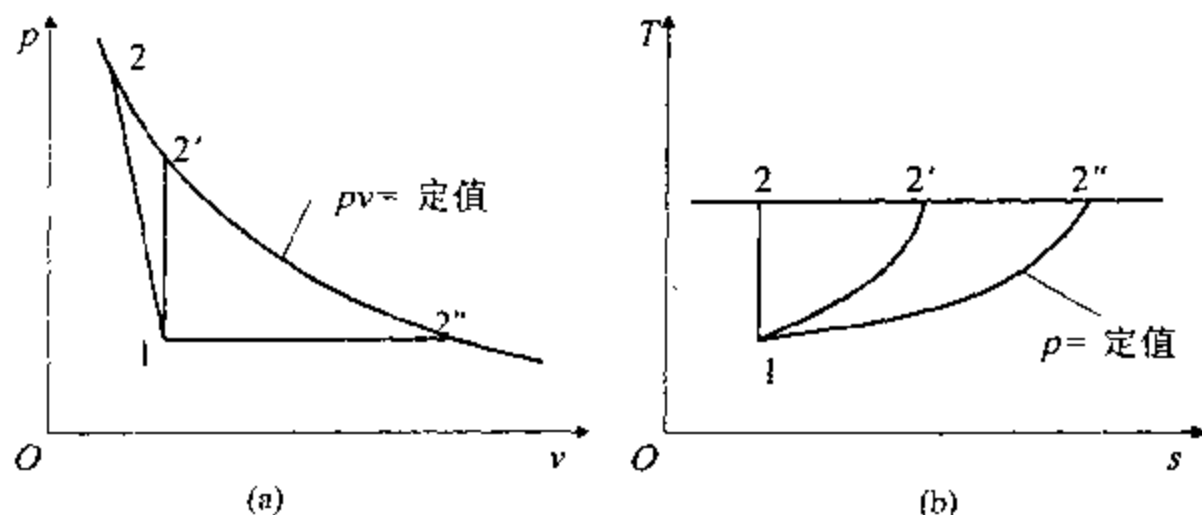


图 5-4 热力过程分析图

由于理想气体的这一特点,可以得出一个重要的结论:对于理想气体,任何一个过程热力学能值的变化量都和同样温度变化范围的定容过程热力学能值的变化相同;任何一个过程焓值的变化都和同样温度范围的定压过程焓值的变化相同。图中若 1—2 表示一任意过程,1—2' 是定容过程,1—2'' 是定压过程,则

$$\Delta u_{1-2} = \Delta u_{1-2'} \quad \Delta h_{1-2} = \Delta h_{1-2''}$$

由于定容过程热力学能的变化量与过程热量相等,因此可借助于定容热量来计算;由于定压过程焓值的变化与过程热量相等,因此可借助于定压热量来计算。根据热力学第一定律一、二解析式

$$q = \Delta u + \int p dv \quad \text{及} \quad q = \Delta h - \int v dp$$

可知定容过程的膨胀功为零,得

$$\Delta u = q_v = c'_{v,m,t_1}(t_2 - t_1)$$

定压过程的技术功为零,得

$$\Delta h = q_p = c'_{p,m,t_1}(t_2 - t_1)$$

因而,对于理想气体任何一种过程,下列两组式子都成立:

$$\left. \begin{aligned} \Delta u &= c_v(t_2 - t_1) \\ \Delta u &= c'_{v,m,t_1}(t_2 - t_1) \\ \Delta u &= c'_{v,m,0}t_2 - c'_{v,m,0}t_1 \end{aligned} \right\} \quad (5-20)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta h &= c_p(t_2 - t_1) \\ \Delta h &= c'_{p,m,t_1}(t_2 - t_1) \\ \Delta h &= c'_{p,m,0}t_2 - c'_{p,m,0}t_1 \end{aligned} \right\} \quad (5-21)$$

由此可见,只要理想气体的温度由 t_1 变化到 t_2 ,不论经过何种过程,也不论压力和比体积是否变化,其热力学能和焓的变化量都可按上述两式计算。对于微元过程,可写成

$$du = c_v dT = c_v dt \quad dh = c_p dT = c_p dt$$

当热力学第一定律应用于理想气体可逆过程时

$$\begin{aligned}\bar{d}q &= c_v dT + p dv \\ \bar{d}q &= c_p dT - v dp\end{aligned}\quad (5-22)$$

二、迈耶方程

对于理想气体, 因为 $h = u + RT$, 所以

$$dh = d(u + RT) = du + R dT = c_v dT + R dT = (c_v + R) dT = c_p dT$$

可得

$$c_p = c_v + R \quad \text{或} \quad c_p - c_v = R \quad (5-23)$$

此即迈耶方程, 它表达了理想气体的质量比定压热容与质量比定容热容之间的关系。由于气体常数 R 总是大于零, 所以比定压热容总是大于比定容热容。这是因为定容过程中加入的热量只是用来增加热力学能, 而定压过程中加入的热量除需要用来增加相同的热力学能外, 还需要用来对外界做膨胀功。从迈耶方程可以看出, c_p 和 c_v 只要已知其中一个, 另一个便可按式 (5-23) 算出。但在计算时要注意各物理量所使用的单位要一致。

三、理想气体的熵

熵是从热力学理论的数学分析中得出的, 正像状态参数焓一样, 熵也是以数学式给以定义的, 即

$$ds = \left(\frac{\bar{d}q}{T}\right)_\kappa$$

对于理想气体, 其封闭系统可逆过程的热力学第一定律为

$$\bar{d}q = c_v dT + p dv$$

将上式代入比熵的定义式, 得

$$ds = \frac{\bar{d}q}{T} = c_v \frac{dT}{T} + \frac{p}{T} dv$$

把理想气体状态方程 $p/T = R/v$ 代入上式, 得

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}$$

于是, 当 1 kg 理想气体由初态 1 (T_1, v_1) 变化到终态 2 (T_2, v_2) 时, 比熵的变化量

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_v \frac{dT}{T} + \int_{v_1}^{v_2} R \frac{dv}{v} = \int_{T_1}^{T_2} c_v \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (5-24)$$

对于近似计算, 可取比热容为定值, 于是

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (5-25a)$$

将理想气体状态方程和迈耶方程代入上式, 可得

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (5-25b)$$

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (5-25c)$$

可见, 对理想气体, 比熵的变化量只与初、终状态有关, 而与过程无关。因此, 理想气体的比熵

是一状态参数。式(5-25)所包括的三个公式都是取比热容为定值而导出的,因而有一定的误差。如要计算理想气体比熵变化量的精确数值,则需要知道比热容随温度的变化关系,然后按式(5-24)积分求解。

例 5-4 试求空气在自由膨胀中比熵的变化量,已知初态空气的温度为 T_1 , 体积为 V_1 , 膨胀终了的体积 $V_2 = 2V_1$ 。

解 将整个容器内的空气取为系统,因与外界无功、热及物质的交换,故该系统为孤立系统。为计算该过程中比熵的变化量,需要确定终态另一状态参数。按热力学第一定律

$$q = u_2 - u_1 + w$$

因为 $q = 0$, $w = 0$, 所以 $u_2 = u_1$, 即自由膨胀前后的比热力学能不变。将空气视为理想气体, 又因为理想气体的比热力学能仅为温度的函数, 所以空气自由膨胀前后的温度不变, 即

$$T_2 = T_1$$

初、终状态确定后,由式(5-25a)得比熵的变化量为

$$\begin{aligned} s_2 - s_1 &= c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} = R \ln \frac{V_2/m}{V_1/m} = R \ln \frac{V_2}{V_1} \\ &= 0.287 \ln 2 = 0.1989 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}) \end{aligned}$$

第四节 理想气体的热力过程

一、研究热力过程的目的和方法

热能和机械能的相互转换,通常总是通过气态工质在热力设备中进行吸热、膨胀、放热、压缩等一些热力状态变化过程而实现的。工质热力过程的分析 and 计算的目的在于揭示过程中工质状态参数的变化规律,以及该过程中热能与机械能之间的转换情况,进而找出影响它们转换的主要因素。

热力设备中的实际过程是很复杂的。首先,严格说来,都是不可逆过程,其次,工质的各状态参数都在变化,不易找出规律,故实际过程不易分析。但仔细观察热力设备中常见的一些过程,发现它们却又往往近似地具有某一简单的特征。例如,汽油机工作时,气缸里被压缩了的汽油蒸气和空气的可燃混合气体被电火花点燃,在一瞬间迅速燃烧,活塞来不及移动,气体的压力和温度迅速升高,这个过程可以被看做是定容过程等等。此外还有定压、定温和绝热等基本热力过程。但是,工程上的能量传递与转换过程不限于上述四种基本热力过程,在许多热力过程中往往是工质的所有状态参数都发生变化,而且与外界有功和热量的交换,此时不能再用这四种中任一基本热力过程方程来描述它。因而,必须找到一个普遍的、且按某种规律变化的过程方程。这就是我们在这一章中要讨论的多变过程。

本章主要讨论理想气体的可逆热力过程,对于不能作为理想气体看待的工质如水蒸气、氨等,其热力过程的分析计算应借助于图表进行。分析计算理想气体的热力过程,其方法归纳起来有如下几点:

1. 根据过程特点,利用状态方程及热力学第一定律解析式,求出过程方程 $p = f(v)$ 。
2. 借助过程方程并结合状态方程找出不同状态时参数间的关系式,从而根据已知的初态参数求得终态参数,或者反之。

3. 热力学能、焓和熵的变化量

多变过程的比热力学能和比焓变化量为

$$\Delta u = c_v(T_2 - T_1) \quad (5-30)$$

$$\Delta h = c_p(T_2 - T_1) \quad (5-31)$$

根据式(5-25)和式(5-28)可求得多变过程比熵的变化量为

$$\begin{aligned} \Delta s &= c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{n-1}} \\ &= \left(c_v - \frac{c_p - c_v}{n-1} \right) \ln \frac{T_2}{T_1} = \frac{n-\kappa}{n-1} c_v \ln \frac{T_2}{T_1} \end{aligned} \quad (5-32)$$

4. 功和热量

在多变过程中, 由于 $pv^n = \text{常数}$, 故闭口系统体积功为

$$w = \int_1^2 p dv = pv^n \int_1^2 \frac{dv}{v^n} = \frac{1}{1-n} (p_2 v_2 - p_1 v_1) \quad (5-33a)$$

即

$$w = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) \quad (5-33b)$$

或

$$w = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \quad (5-33c)$$

以上三式是完全等效的, 可根据给定的已知条件, 任选其中一式计算多变过程的体积功。

对稳定流动开口系统, 多变过程的技术功为

$$w_t = - \int_1^2 v dp = - \int_1^2 v_1 p_1^{\frac{1}{n}} \frac{dp}{p^{\frac{1}{n}}} = \frac{nRT_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = n \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = nw \quad (5-34)$$

可见, 多变过程的技术功是体积功的 n 倍。

多变过程的热量可按热力学第一定律确定, 即

$$\begin{aligned} q &= \Delta u + \int_1^2 p dv = c_v(T_2 - T_1) + \frac{R}{n-1}(T_1 - T_2) = \left(c_v - \frac{R}{n-1} \right) (T_2 - T_1) \\ &= c_v \left(1 - \frac{R}{c_v} \cdot \frac{1}{n-1} \right) (T_2 - T_1) \end{aligned}$$

根据迈耶方程及比热容比, 可得

$$q_n = c_v \frac{n-\kappa}{n-1} (T_2 - T_1) \quad (5-35)$$

令

$$c_n = c_v \frac{n-\kappa}{n-1} \quad (5-36)$$

式中, c_n 为理想气体多变过程的比热容。

分析式(5-36)可知:

当 $n=0$ 时, $c_0 = \kappa c_v = c_p$, 定压过程的比热容;

当 $n=1$ 时, $c_n = \infty$, 为定温过程的比热容, 这是因为在定温过程中, 外界无论加给气体多少热量, 气体的温度均不发生变化;

当 $n=\kappa$ 时, $c_n=0$, 为绝热过程的比热容;

当 $n=\pm\infty$ 时, $c_{\pm\infty}=c_V$, 为定容过程的比热容。

从式(5-36)还可以看出, 因为 $c_V>0$, 当 $1<n<\kappa$ 时, c_n 为负值。这说明气体吸热而温度下降, 这是因为气体对外界作的功大于气体吸收的热, 因而气体的热力学能减少; 或者气体放热而温度升高, 这是因为外界对气体作的功大于气体放的热, 因而气体的热力学能增加。

第五节 理想气体热力过程的图示综合分析

多变过程在 $p-v$ 图和 $T-s$ 图上的曲线形状和位置, 依据多变指数的数值而定。现分别画出上述四个基本热力过程, 如图 5-5 和图 5-6 所示。可观察到不同 n 值的多变过程在参数坐标图上的相对位置, 并可分析各过程中状态参数的变化规律, 还能定性确定各过程中的能量转换关系。为了便于分析, 先将多变过程曲线在坐标图上的斜率导出。

多变过程在 $p-v$ 图上的斜率

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_n = -n \frac{p}{v} \quad (5-37)$$

由 $ds = \left(\frac{\delta q}{T}\right)_n$ 和 $c_n = \left(\frac{\delta q}{dT}\right)_n$ 可得

$$Tds = c_n dT$$

所以, 多变过程在 $T-s$ 图上的斜率为

$$\left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_n = \frac{T}{c_n} = \frac{n-1}{n-\kappa} \cdot \frac{T}{c_V} \quad (5-38)$$

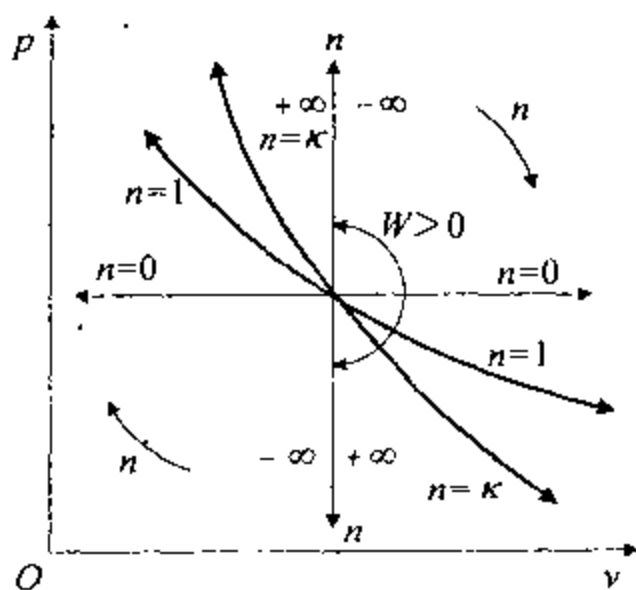


图 5-5 多变过程在 $p-v$ 图上的表示

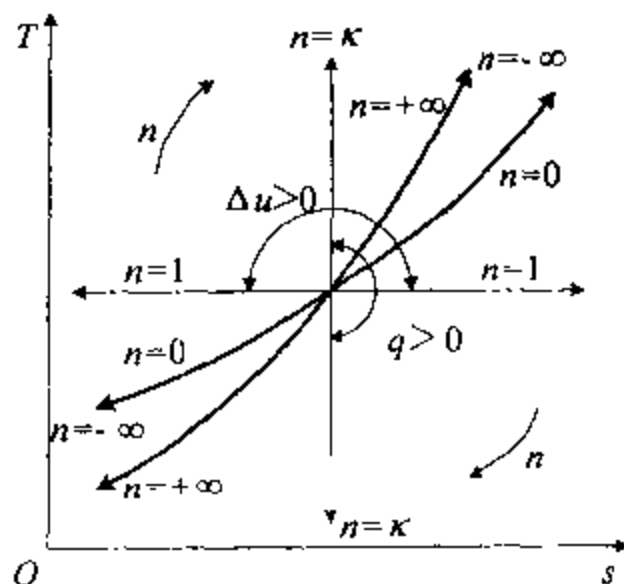


图 5-6 多变过程在 $T-s$ 图上的表示

在 $p-v$ 图上, 在压力和比体积相同时, 绝热线斜率的绝对值总是大于定温线斜率的绝对值, 即绝热线要比定温线为陡; 在 $T-s$ 图上, 同一温度下定容线比定压线的斜率大, 即定容线要比定压线陡。

综观各热力过程曲线可知, 在 $p-v$ 图和 $T-s$ 图上, 各过程的 n 值是沿顺时针方向逐渐增大的。利用此规律, 即可确定 n 为任一定值的过程在图中的相对位置。

对比 $p-v$ 图和 $T-s$ 图还可看出,要判断过程中的 q 及 Δu 、 Δh 的正负,用 $T-s$ 图较为方便,因一切自左向右进行的过程,熵均增加,即 $ds > 0$ 。又因 T 总是正值,故 $\bar{d}q = Tds > 0$,必然是加热过程。相反,一切自右向左的过程,熵均减小, q 为负值,必然是工质的放热过程。在 $T-s$ 图上一切自下而上的过程, $dT > 0$,理想气体的 $\Delta u > 0$, $\Delta h > 0$;相反,一切自上而下的过程, $dT < 0$,则 $\Delta u < 0$, $\Delta h < 0$ 。判断膨胀功的正负,则用 $p-v$ 图较方便。以定容线为界,向右进行的过程,比体积增大,工质膨胀对外做功;向左进行的过程,比体积减小,工质被压缩,功为负值。那么,如何在 $p-v$ 图上判断 q 及 Δu 、 Δh 的正负,在 $T-s$ 图上判断功的正负呢?我们以 $T-s$ 图上定容过程线为例来说明这个问题。

在 $T-s$ 图上将某一定容线沿水平方向平移,可得一族定容线 $v_a, v_b, v_c, \dots$ 。为比较不同定容线比体积的大小,任取两条定容线 v_b, v_c ,做一定温线与这两条定容线交于点 b 和点 c ,如图 5-7 所示。根据式(5-25a),从点 b 到点 c 比熵的变化量为

$$s_c - s_b = c_v \ln \frac{T_c}{T_b} + R \ln \frac{v_c}{v_b} = R \ln \frac{v_c}{v_b}$$

由上式可见,因为 $s_c > s_b$,所以 $v_c > v_b$ 。可见,定容线向右水平移动时比体积增大。因此,在 $T-s$ 图上同样是以定容线为界,向右进行的过程,比体积增大,工质膨胀对外做功;向左进行的过程,比体积减小,工质被压缩,功为负值。可见,在 $p-v$ 图上判断 q 及 Δu 、 Δh 的正负,在 $T-s$ 图上判断功的正负和我们上面所述的方法是相同的。

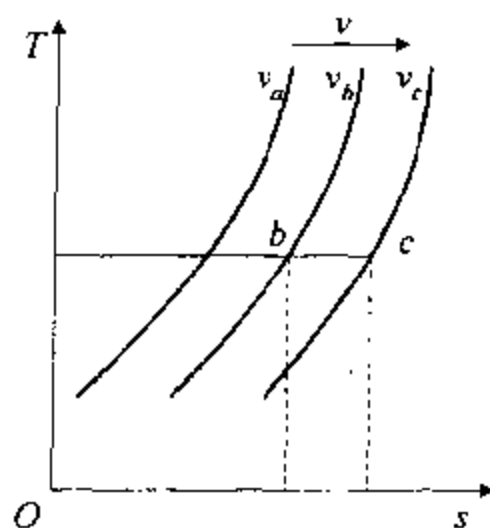


图 5-7 定容过程在 $T-s$ 图上的移动

根据以上分析,明确了 n 在热力坐标图上的分布规律,即可确定某一过程在图中的相对位置,继而可判断该过程中膨胀功、热量、热力学能以及焓、熵的变化量的正负,从而不难定性地说出过程中的能量转换关系。例如,已知某一过程的 n 值为 $1 < n < \kappa$,则在 $p-v$ 图和 $T-s$ 图上对应的曲线位置应在定熵线 $n = \kappa$ 与定温线 $n = 1$ 之间。若又知该过程中工质的终态压力低于初态,则该过程曲线位置必然是自左向右进行。因此,由图不难看出该过程中能量转换关系应为 $w > 0$, $\Delta u < 0$, $q > 0$ 。

例 5-5 气缸与活塞间封闭有 1 kg 某种理想气体。该气体经历一多变压缩过程,消耗压缩功 300 kJ,气体的比体积缩小 1/7.5,压力增大到 9.3 倍。已知该气体的 $\kappa = 1.4$ 和 $c_v = 0.716$ kJ/(kg·K)。试按定比热容计算过程的多变指数、气体被压缩的终温、气体热力学能和熵的变化量,以及过程中气体与外界交换的热量。

解 根据题意已知: $w = -300$ kJ/kg, $v_2 = v_1/7.5$, $p_2 = 9.3 p_1$ 。

(1) 求多变指数

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n$$

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = n \ln \frac{v_1}{v_2}$$

表 5-3 理想气体可逆过程计算公式表

	定容过程	定压过程	定温过程	绝热过程	多变过程
多变指数 n	∞	0	1	κ	n
过程方程式	$v = \text{定值}$	$p = \text{定值}$	$pv = \text{定值}$	$pv^\kappa = \text{定值}$	$pv^n = \text{定值}$
p, v, T 之间的关系	$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$	$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}$	$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_2}{v_1}$	$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^\kappa$ $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\kappa-1}$ $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$	$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n$ $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}$ $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}$
热力学能变化 Δu	$c_v(T_2 - T_1)$	$c_v(T_2 - T_1)$	$c_v(T_2 - T_1)$	$c_v(T_2 - T_1)$	$c_v(T_2 - T_1)$
焓变化 Δh	$c_p(T_2 - T_1)$	$c_p(T_2 - T_1)$	$c_p(T_2 - T_1)$	$c_p(T_2 - T_1)$	$c_p(T_2 - T_1)$
熵变化 Δs	$c_v \ln \frac{T_2}{T_1}$	$c_p \ln \frac{T_2}{T_1}$	$\frac{q}{T}$ $R \ln \frac{v_2}{v_1}$ $R \ln \frac{p_1}{p_2}$	0	$c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}$ $c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}$ $c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1}$
过程比热容 c	c_v	c_p	∞	0	$c_v \frac{n-\kappa}{n-1}$
过程功 $w = \int p dv$	0	$p(v_2 - v_1)$ $R(T_2 - T_1)$	$RT \ln \frac{v_2}{v_1}$ $p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1}$ $p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}$	$-\Delta u$ $\frac{1}{\kappa-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)$ $\frac{R}{\kappa-1}(T_1 - T_2)$ $\frac{RT_1}{\kappa-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right]$	$\frac{1}{n-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)$ $\frac{R}{n-1}(T_1 - T_2)$ $\frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]$
技术功 $w_t = - \int v dp$	$v(p_1 - p_2)$	0	$w_t = w$	$-\Delta h$ $\frac{\kappa}{\kappa-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)$ $\frac{\kappa R}{\kappa-1}(T_1 - T_2)$ $\frac{\kappa RT_1}{\kappa-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right]$ $w_t = \kappa w$	$\frac{n}{n-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)$ $\frac{nR}{n-1}(T_1 - T_2)$ $\frac{nRT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]$
过程热量 q $q = \int T ds$ $q = \int c dT$	Δu	Δh	$RT \ln \frac{v_2}{v_1}$ $p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1}$ $p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}$ $T(s_2 - s_1)$ $q = w$	0	$c_v \frac{n-\kappa}{n-1}(T_2 - T_1)$

复习思考题

1. 水蒸气在什么情况下可看作是理想气体?
2. 通用气体常数与气体常数有何不同? $V_{M,n} = (22.414 \pm 0.003)$ 和 $R_M = 8.314$

J/(kmol·K)是否在任何条件下都适用?与气体的种类和所处状态是否有关?

3. 理想气体的比定压热容和比定容热容都随温度变化,那么它们的差值是否也随温度变化?它们的比值呢?

4. 气体的比热容到底是定值还是变值?为什么有变比热容又有定比热容?变比热容为什么又有所谓曲线关系和直线关系之分?

5. 与一般工质比较,理想气体的热力学能和焓有什么特点,如何计算理想气体的热力学能和焓的变化量?

6. 热力学第一定律的数学表达式可写成

$$q = \Delta u + w$$

或

$$q = c_v \Delta t + \int_1^2 p dv$$

两者有何不同?

7. 如图 5-8 所示,1—2 和 4—3 各为定容过程,1—4 和 2—3 各为定压过程,试判断 q_{143} 与 q_{123} 哪个大?

8. 今有两个任意过程 1—2 和 1—3,点 2 和点 3 在同一条绝热线上,如图 5-9 所示。试问 Δu_{12} 与 Δu_{13} 谁大谁小?又如点 2 和点 3 在同一条等温线上呢?

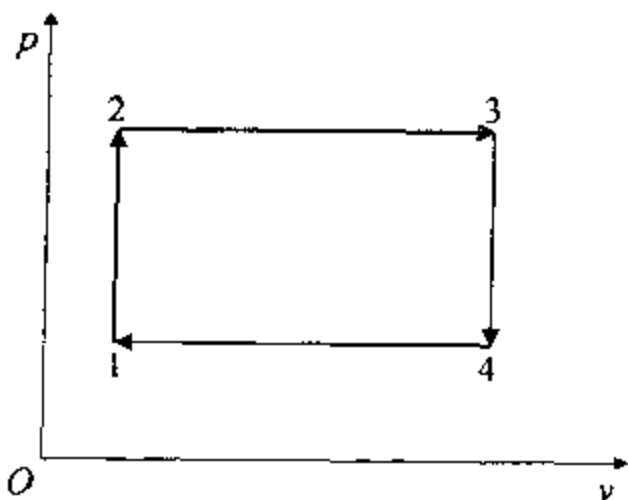


图 5-8 复习思考题 7 用图

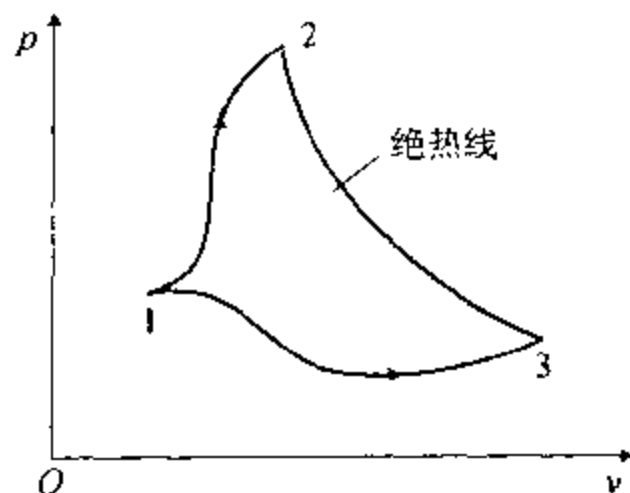


图 5-9 复习思考题 8 用图

9. 定温过程是等热力学能和等焓过程,这一结论对任意工质都成立吗?

10. 气体在气缸内把从外界吸收的热量和本身体热力学能的减少两者转换为对外界做膨胀功,试利用 p - v 图或 T - s 图确定该过程的多变指数 n 的范围。

11. 试讨论 $1 < n < k$ 的多变膨胀过程中气体温度的变化以及气体与外界热传递的方向,并用热力学第一定律加以解释。

12. 在 T - s 图上将定容线和定压线分别向右移动,试问比体积和压力将怎样变化?

习 题

1. 活塞式压缩机每分钟从大气中吸入压力为 0.1 MPa,温度为 17 °C 的空气 0.2 m³。空气经压缩机压缩后充入空气瓶中,瓶的体积为 5 m³。瓶内充满空气时,表压力为 3 MPa,温度为 50 °C。在压缩机充气前,瓶内原来就有压缩空气,其表压力为 0.5 MPa,温度为 17 °C。试求要经过多少时间,压缩机才能把空气瓶充满。

2. 在尺寸为 $5\text{ m} \times 5\text{ m} \times 6\text{ m}$ 的绝热密闭房间内有一个风扇, 功率为 200 W 。早上房间内温度为 15°C 。主人希望晚上返回时室内温度能有所降低, 因此离开时打开风扇让其连续工作。试问当主人 8 h 后返回时室温能否降低? 变化多少? 已知室内压力为 0.101 MPa 。

3. 有质量 2 kg 初态为 $p_1 = 0.13\text{ MPa}$, $t_1 = 27^\circ\text{C}$ 的氮气在定压下加热到 127°C , 求热力学能、焓和熵的变化量(按定比热容计算)。

4. 柴油机气缸中的燃气在膨胀开始时 $p_1 = 8\text{ MPa}$, $t_1 = 1800^\circ\text{C}$, 膨胀终了时 $p_2 = 0.4\text{ MPa}$, $t_2 = 400^\circ\text{C}$, 试求燃气(性质可视为空气)比熵的变化量, 设膨胀过程为可逆过程, 试按比熵的变化判断过程中燃气和外界热交换的方向。

5. 绝热的刚性容器, 其热容量可以忽略不计。若用一隔板将其分为 A、B 两个不相等的部分, 其内各装有不同数量的同一种理想气体, 如图 5-10 所示。气体状态参数初始值是已知的。试推导隔板抽出后气体的平衡温度和平衡压力表达式。假定气体的比热容为定值。

6. 如图 5-11 所示, 两股压力相同的空气流, 一股的温度为 $t_1 = 400^\circ\text{C}$, 流量 $q_{m1} = 120\text{ kg/h}$; 另一股的温度为 $t_2 = 150^\circ\text{C}$, 流量 $q_{m2} = 210\text{ kg/h}$; 在与外界绝热的条件下, 它们相互混合形成压力相同的空气流。已知比热容为定值, 试计算混合气流的温度, 并计算混合过程前后空气的熵的变化量是增加、减小或不变, 为什么?

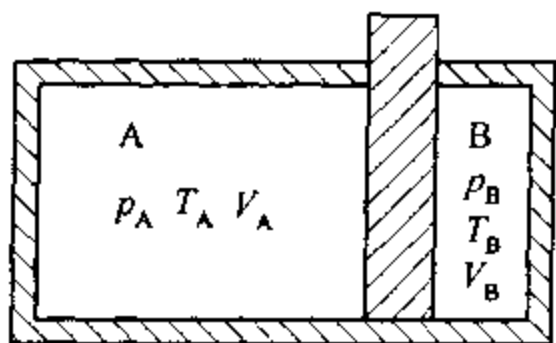


图 5-10 习题 5 用图

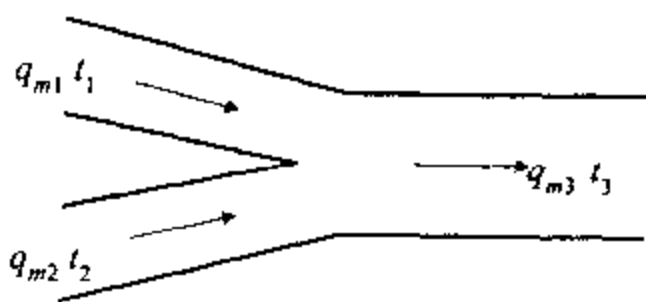


图 5-11 习题 6 用图

7. 在柴油机气缸中, 空气沿绝热线压缩。设初压 $p_1 = 0.14\text{ MPa}$, 初温 $t_1 = 50^\circ\text{C}$, 压缩终点温度 $t_2 = 650^\circ\text{C}$, 试求压缩终点的压力和初、终比体积之比 v_1/v_2 。

8. 如图 5-12 所示, 气缸内装有空气, 气缸的截面积 $A = 100\text{ cm}^2$, 活塞及其上负载的总质量为 300 kg 。初始时气缸内空气温度为 20°C , 体积为 0.001 m^3 。整个设备放在室内, 并处于平衡状态。如将活塞上的负载突然取去 200 kg , 则气缸内的空气便迅速膨胀。假定整个膨胀过程是在绝热条件下进行的, 且忽略活塞与气缸壁之间的摩擦, 试求活塞上升的距离, 以及绝热膨胀终了时气缸内空气的温度。

9. 如图 5-13 所示, 理想气体进行了一可逆循环 1—2—3—1, 已知 3—1 为定压过程, $v_3 = 2v_1$; 2—3 为定容过程, $p_2 = 2p_3$; 1—2 为直线线段, 即 $p/v = \text{常数}$ 。

(a) 试论证 $q_{1-2} > q_{1-3} + q_{3-2}$;

(b) 画出该循环的 $T-s$ 图, 并证明 $\Delta s_{1-2} = \Delta s_{1-3} + \Delta s_{3-2}$;

(c) 若该理想气体的 $c_p = 1.013\text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}$, $c_v = 0.724\text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}$, 试求该循环的热效率。

10. 图 5-14 所示的 A 与 B 是体积相等的两个刚性绝热容器, 开始时它们都贮有温度 T 与压力 p 的同种理想气体。但容器 A 放出的气体可逆绝热地流经气轮机排向大气, 而容器 B 放出的气体绝热地流经阀门排向大气。试问当 A 与 B 中的压力降为一半时, 气轮机与阀门出口

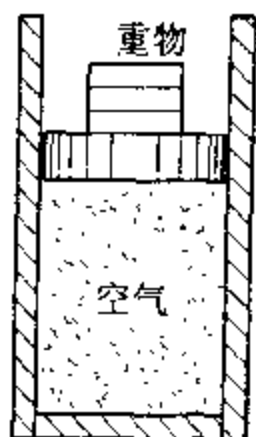


图 5-12 习题 8 用图

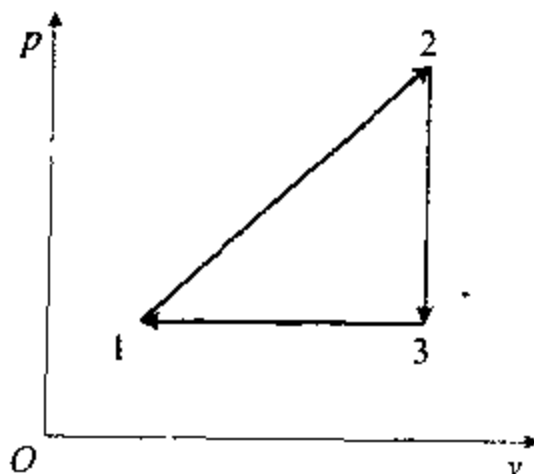


图 5-13 习题 9 用图

处的气体温度各为多少?

11. 有 1 kmol 理想气体从初态 $p_1 = 500 \text{ kPa}$, $T_1 = 340 \text{ K}$ 绝热膨胀到原来体积的 2 倍。设气体 $c_{M,p} = 33.44 \text{ kJ}/(\text{kmol} \cdot \text{K})$, $c_{M,v} = 25.12 \text{ kJ}/(\text{kmol} \cdot \text{K})$ 。试确定在下述情况下气体的终温、对外所做的功及熵的变化量。

- (1) 可逆绝热过程;
- (2) 气体向真空进行自由膨胀。

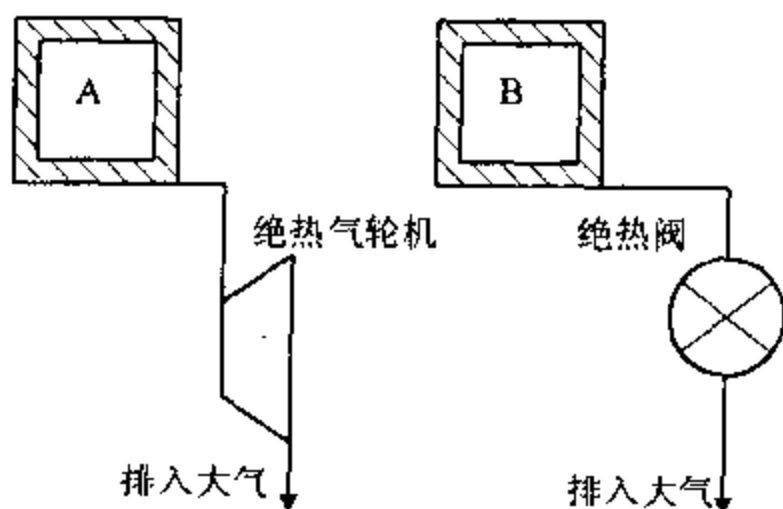


图 5-14 习题 10 用图

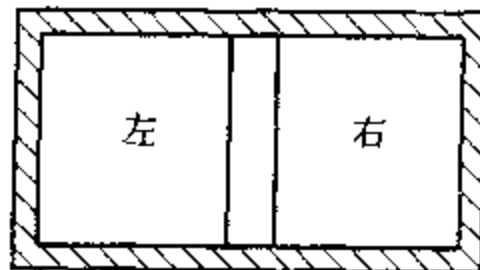


图 5-15 习题 12 用图

12. 在一个绝热的封闭气缸中配有一无摩擦的导热活塞, 活塞将气缸分为左、右两部分, 如图 5-15 所示。初始时活塞被固定在气缸中间, 左、右两部分体积相等。左半部分中盛有温度为 300 K、压力为 0.2 MPa 的 0.001 m^3 空气, 右半部分盛有温度为 300 K、压力为 0.1 MPa 的 0.001 m^3 空气。求活塞释放后, 空气达到新的温度和压力平衡时其温度、压力及熵的变化量。

13. 如图 5-16 所示, $V_A = V_B$, A 中装有空气 $t_A = 25^\circ \text{C}$, $p_A = 2 \text{ MPa}$, B 为绝对真空, 求 A 与 B 两容器连通后, 空气的压力、温度、热力学能、焓及单位质量工质熵的变化。假定整个容器和外界是绝热的。

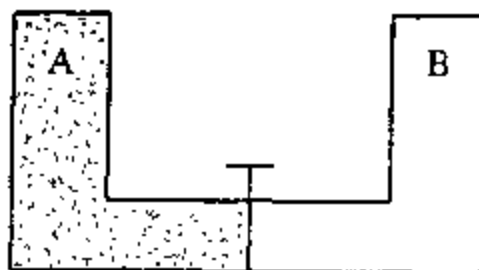


图 5-16 习题 13 用图

第六章 水蒸气的热力性质和热力过程

在以汽轮机为主机的舰船中,以及以柴油机为主机的油船中,均设有蒸汽动力装置,即使在以柴油机为主机的一般船舶中,也装有蒸汽锅炉和造水装置,它们的工作与水蒸气的热力性质和过程有关。在这些热力设备中的水蒸气离液态不远,而且往往伴随有物质集聚态的变化(水 $\rightleftharpoons$ 汽),因而不可以作为理想气体进行计算。本章以水蒸气作为实际气体,从工程应用的角度,讨论其热力性质和热力过程。

第一节 概 述

由于不能略去分子本身体积和分子相互之间的作用力,实际气体的状态方程,不能用 $pv = RT$ 来描述,而且其比热力学能不仅是温度的函数,还与比体积有关。由于研究实际气体热力性质和工程计算的需要,长期以来,很多学者对于实际气体的状态方程进行了研究,提出了各种各样的实际气体状态方程。其中,最具有代表性的是 1873 年范德瓦尔提出的状态方程

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \quad (6-1)$$

式中, a 和 b 对给定的气体来说是常数; b 为考虑到分子本身体积的修正项; a/v^2 为考虑到分子间相互作用力的修正项。对方程进行分析,并与实际结果比较,表明范德瓦尔方程虽然比理想气体状态方程更接近实际气体,但是仍不能准确表述实际气体基本状态参数 p 、 v 和 T 之间的关系,所以不适宜作为工程计算的基础。建立实际气体的状态方程大致有三种方法:一种是根据实验数据整理成纯经验公式;另一种是根据理论修改理想气体状态方程而建立的理论公式;第三种是根据理论和实验相结合而建立的半经验公式。目前一般采用后一种方式,但这种半经验公式仍然十分复杂,因而一般不适宜直接用于工程计算。

实际气体的比热容,由式(5-12)

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = c_v(T, v)$$

可见,因为实际气体的比热力学能不仅是温度的函数,且还与比体积有关,所以 c_v 是 T 和 v 的函数。而且

$$c_p - c_v \neq R$$

由于实际气体的比热容计算十分复杂,在工程上对实际气体通常不用比热容计算热量。

实际气体的熵、热力学能和焓是不能用实验直接测示的。为了找到不可直接测示的 s 、 u 和 h 与可直接测示的 p 、 v 和 T 之间的关系式,可根据热力学第一定律和第二定律,首先建立实际气体状态参数间的基本关系式,再利用状态参数全微分的数学条件,最后导出熵、热力学能和焓的变化量分别与可直接测示的参数之间的一般关系式。对于某给定的工质,只要有了其 p 、 v 、 T 之间的关系和比热容的数据,代入上述一般关系式中,便可求得该工质熵、热力学能和焓变化量的具体计算公式。

由于各种实际气体的状态方程、比热容的关系式和导出的熵、焓等变化量的计算公式都十

分复杂,为便于工程计算,都事先将这种复杂的计算用计算机去进行,并将计算结果编制成供工程计算用的图表。水蒸气作为实际气体,其热力性质和热力过程的讨论和计算,就是以其图表为基础进行的。

第二节 水的定压汽化过程和水蒸气的 $p-v$ 图及 $T-s$ 图

由液态物质转变为气态物质的过程称为汽化,反之,由气态物质转变为液态物质的过程称为液化或凝结。汽化有两种方式:一为蒸发,它是一种通过液体表面的汽化现象,在任何温度下都能进行;另一种沸腾,它是一种在液体内部和液体表面同时进行的汽化现象,在给定压力下,只有当液体达某一特定的温度时才能进行。

一、饱和温度和饱和压力

下面从分子运动论的观点,对蒸发和沸腾的物理本质作必要的阐述,从而建立饱和温度和饱和压力的概念。

图 6-1 所示为一气缸,底部装有液体,例如水,上部为水蒸气,用活塞把水和水蒸气封闭在气缸内。设水和水蒸气的温度均为 $t\text{ }^{\circ}\text{C}$,并在整个过程中保持不变。因为水中的分子在不停地作不规则的热运动,有的分子移动动能大,有的分子移动动能小,其中总有一批分子移动动能大到足以克服水的表面张力而飞向上部的汽空间。水中动能大的分子飞出后,水中分子的平均动能要下降,水温要相应地降低。为了维持水温不变,需要由外界热源向水加热,这样就使水中始终保持一批动能足够大的分子。所以当水温不变时,单位时间从水面飞出的分子数目不变。但是另一方面,由于水分子的不不断飞出,汽空间中水蒸气的分子数不断增加,致使水蒸气的压力不断增加。汽空间的水蒸气分子同样也在作不规则的热运动,其中有的分子也会通过水面返回到水中去,随着水蒸气压力的不断增加,单位时间返回到水中的水蒸气分子数从零逐渐增加。当返回的分子数增加到与飞出的分子数相等时,水量就不再减少,汽空间的水蒸气的分子也不再增加,实际上是达到了动态平衡。这时,对应于温度 $t\text{ }^{\circ}\text{C}$,汽空间水蒸气的压力达到最大值,称为“饱和压力”。不难看出,水蒸气的饱和压力仅与温度有关,而且温度越高,饱和压力越高。因此,置于大气中的水,只要大气中水蒸气分压力小于对应于水温的饱和压力,蒸发现象就会发生。

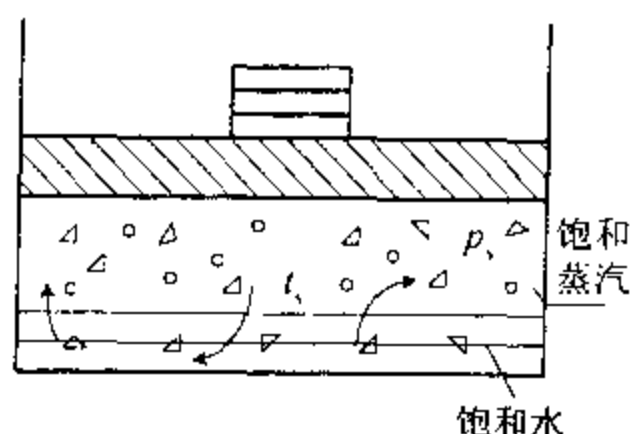


图 6-1 液体的蒸发

由上所述,水和水蒸气的温度与其饱和压力之间存在一一对应的关系。因此,也可以说,对水和水蒸气的给定压力 p 而言,存在着一个对应的饱和温度,以 t_s 表示,即

$$t_s = f(p) \quad (6-2)$$

其具体数值关系由附表 2 给出。对给定压力 p 的水,当水温等于对应于 p 的饱和温度 t_s 时,水就开始沸腾,例如当大气压力为 0.1013 MPa 时,把水加热到 $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时就开始沸腾。这是因为水内生成的气泡的饱和压力正好等于水的压力 p ,气泡产生和存在的力学条件就具备了,于是沸腾现象就发生了。如水温低于饱和温度,则不具备这个力学条件,不可能发生沸腾。可见,只有水温等于饱和温度时,水才可能沸腾。因此,可将沸腾时的水称为“饱和水”。

二、水的定压汽化过程

蒸汽锅炉在正常运行时,水是在定压下吸热汽化而变为水蒸气的。下面将从定压汽化过程开始来讨论水蒸气的热力性质。如图 6-2 所示,以活塞上放一定重物的容器为例,来说明定压下水的汽化过程,它与锅炉中实际的定压加热过程在本质上是一样的。

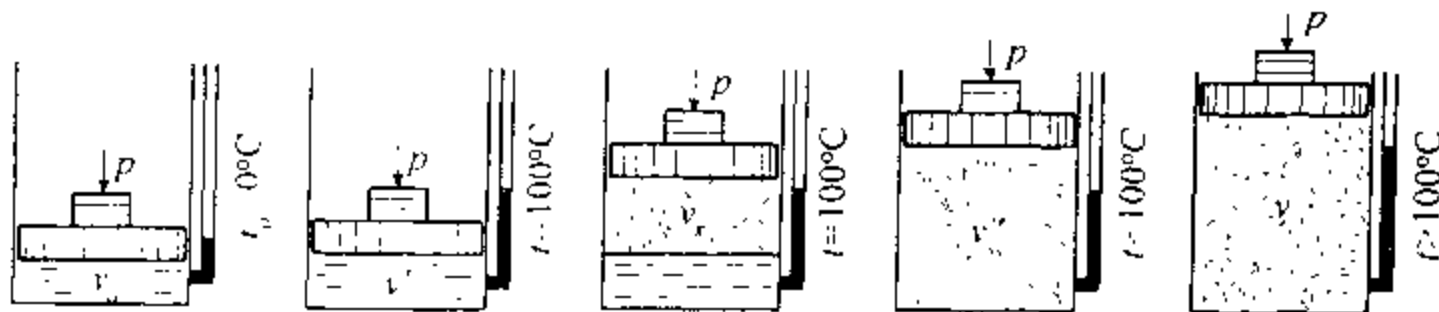


图 6-2 水在容器中的定压汽化

设容器中装有 1 kg 水,压力 $p = 0.1 \text{ MPa}$,初始温度 $t_a = 0^\circ\text{C}$,这时水的比体积 $v_a = 0.001 \text{ m}^3/\text{kg}$ 。水的三相点的参数为

$$p = 0.000\ 611\ 2 \text{ MPa} \quad T = 273.16 \text{ K}$$

其中液相水的比体积为

$$v' = 0.001\ 000\ 22 \text{ m}^3/\text{kg}$$

在编制水蒸气图表时,国际上规定,处于这种状态下的水的比热力学能和比熵均为零,即

$$u = 0 \text{ kJ/kg} \quad s = 0 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$$

这时,水的比焓为

$$\begin{aligned} h &= u + pv = 0 + 0.000\ 611\ 2 \times 10^6 \times 0.001\ 000\ 22 \times 10^{-3} \\ &= 0.000\ 611 \approx 0 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

根据有关实验数据并经计算,4 MPa 以下 0°C 水的比熵均可认为等于零。因此,水在 0.1 MPa、 0°C 时的状态点(如图 6-3 所示),在 $p-v$ 图和 $T-s$ 图上以点 a 表示。

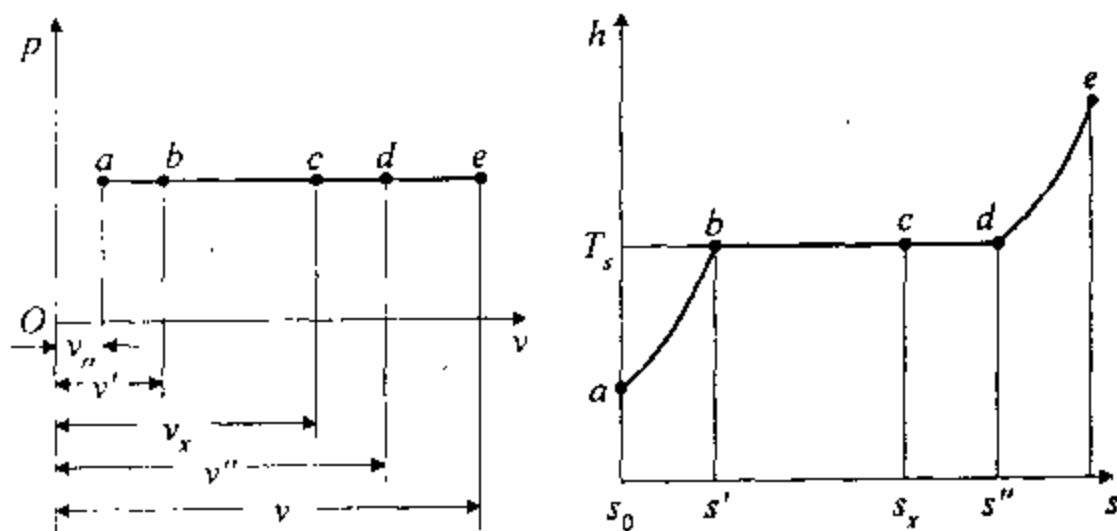


图 6-3 水定压汽化在 $p-v$ 图和 $T-s$ 图的表示

水在定压加热时,由于受热膨胀,水的比体积略有增加,在 $p-v$ 图中,水的定压加热线自左向右水平移动。水在定压加热时,水温不断升高,在 $T-s$ 图中,水的定压加热线自左向右逐渐上升。当水温上升到 99.63°C 时,水就开始沸腾,这一温度就是压力 $p = 0.1 \text{ MPa}$ 时的饱和温度。这种处于饱和温度下的水就是饱和水。0.1 MPa 时饱和水的比体积和比熵分别为 $v' = 0.001\ 043\ 4 \text{ m}^3/\text{kg}$, $s' = 1.302\ 7 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$,除 p 、 t 外饱和水的比状态参数均在其右上角标一

符号“'”。因此, 0.1 MPa 时饱和水的状态点, 在 $p-v$ 图和 $T-s$ 图上以点 b 表示。从 a 到 b 称为水的定压预热阶段, 在此阶段中加入的单位质量热量称为比液体热, 用 q_l 表示, 在 $T-s$ 图上可用面积 $abs's_0a$ 表示, 即

$$q_l = \int_0^t c_p dt = h' - h_0 = \text{面积 } abs's_0a \quad (6-3)$$

在定压下对饱和水继续加热, 它就逐渐吸热而变为水蒸气, 在此汽化过程中, 水和蒸汽的温度均为 99.63°C , 并保持不变。这是由于在同压、同温下干饱和蒸汽的比焓值远大于饱和水的比焓值。这一汽化过程在 $p-v$ 图和 $T-s$ 图中均为自左向右的水平线。当容器中最后一滴水刚变为蒸汽时, 蒸汽的温度仍为饱和温度, 这时的蒸汽称为“干饱和蒸汽”, 简称饱和蒸汽。0.1 MPa 时的饱和蒸汽的比体积和比焓分别为 $v'' = 1.6946 \text{ m}^3/\text{kg}$, $h'' = 2675.5 \text{ kJ/kg}$ (除 p 、 t 外, 干饱和蒸汽的比状态参数均在其右上角标一符号“'”)。因此, 0.1 MPa 时饱和蒸汽的状态点在 $p-v$ 图和 $T-s$ 图上以点 d 表示。从 b 到 d 称为饱和水的定压汽化阶段, 在此阶段中加入的单位质量热量称为“比汽化潜热”, 以 r 表示, 在 $T-s$ 图上可用面积 $bds's'b$ 表示, 即

$$r = h'' - h' = \text{面积 } bds's'b \quad (6-4)$$

饱和水没有完全变成饱和蒸汽之前, 容器中为饱和水和饱和蒸汽的混合物, 这种混合物称为“湿饱和蒸汽”, 简称湿蒸汽。

在定压下对干饱和蒸汽继续加热, 蒸汽的温度从 99.63°C 开始逐渐升高。当蒸汽的温度 t 已超过该蒸汽压力下的饱和温度 t_s 时, 这种蒸汽称为“过热蒸汽”, 并以 $\Delta t = t - t_s$ 表示该过热蒸汽的过热度。过热蒸汽的状态点在 $p-v$ 图和 $T-s$ 图上以点 e 表示。 de 在 $p-v$ 图中为自左向右的水平线, 在 $T-s$ 图中为自左向右逐渐上升的曲线。从 d 到 e 称为过热蒸汽的定压过热阶段, 在此阶段中加入的单位质量热量称为“比过热热”, 以 q_{sup} 表示, 在 $T-s$ 图上可用面积 $dess'd$ 表示, 即

$$q_{\text{sup}} = \int_{t_s}^t c_p dt = h - h'' = \text{面积 } dess'd \quad (6-5)$$

综上所述, 将水在定压下加热变为过热蒸汽经历了 5 种状态和 3 个阶段。这 5 种状态是:

1. 未饱和水 水温 t 低于水压 p 所对应的饱和温度 t_s , 这种水称为未饱和水或“过冷水”, 并以 $\Delta t = t_s - t$ 表示这种过冷水的过冷度。处于平衡态的未饱和水是单相均匀系统。未饱和水的 p 和 T 是两个相互独立的状态参数, 因此, 由 p 和 T 可确定其状态。由于水的压缩性很小, 因而压力 p 对 v , u , h 和 s 影响不大。

2. 饱和水 水温 t 等于水压 p 所对应的饱和温度 t_s , 这种水即为饱和水。饱和水是处于平衡态的单相均匀系统。饱和水的 p 和 T 不再是两个相互独立的状态参数。热力学理论(相律)和经验都表明, 只要用一个状态参数就可确定饱和水的状态。

3. 干饱和蒸汽 水蒸气温度 t 等于其压力 p 所对应的饱和温度 t_s , 这种蒸汽称为干饱和蒸汽, 简称饱和蒸汽。与饱和水相似, 干饱和蒸汽也是处于平衡态的单相均匀系统, 其 p 和 T 不是两个相互独立的状态参数, 而且只要用一个状态参数就可确定干饱和蒸汽的状态。

4. 湿蒸汽 它是饱和水和饱和蒸汽的混合物。湿蒸汽是处于平衡态的双相(液相和汽相)非均匀系统, 其中饱和水的比体积远小于饱和蒸汽的比体积, 其余比状态参数(比热力学能、比焓和比熵)也是如此。因此, 这些比状态参数在汽液两相的界面上发生突变。湿蒸汽的 p 和 T 也不是两个相互独立的状态参数, 其中的饱和水和饱和蒸汽的状态, 如上所述只要用

一个状态参数就可分别确定。但要确定湿蒸汽的状态,还必须给定其中饱和蒸汽与饱和水所占的比例。工程上通常给出湿蒸汽的“干度” x ,它表示 1 kg 湿蒸汽中含 x kg 饱和蒸汽, $(1-x)$ kg 饱和水。因此,湿蒸汽的比体积、比热力学能、比焓和比熵的计算公式可分别写为

$$\begin{aligned} v_x &= xv'' + (1-x)v' \\ u_x &= xu'' + (1-x)u' \\ h_x &= xh'' + (1-x)h' \\ s_x &= xs'' + (1-x)s' \end{aligned} \quad (6-6)$$

5. 过热蒸汽 蒸汽温度 t 高于其压力 p 所对应的饱和温度 t_s , 这种蒸汽称为过热蒸汽, 并以 $\Delta t = t - t_s$ 表示其过热度。处于平衡态的过热蒸汽是单相均匀系统。过热蒸汽的 p 和 T 是两个相互独立的状态参数, 因此, 由 p 和 T 可确定其状态。

所经历的 3 个阶段是:

1. 水的定压预热阶段 在此阶段中, 从未饱和水变为饱和水, 水温不断升高, 直至达到饱和温度。
2. 定压汽化阶段 在此阶段中, 从饱和水变为干饱和蒸汽, 温度保持饱和温度。这一阶段既是定压, 又是定温的相变加热过程。
3. 定压过热阶段 在此阶段中, 从饱和蒸汽变为过热蒸汽, 温度从饱和温度开始逐渐升高。

三、水蒸气的 $p-v$ 图和 $T-s$ 图

在 $0.000\ 611\ 2\ \text{MPa} \leq p < 22.115\ \text{MPa}$ 范围内, 用其中任一给定压力, 对水进行定压加热汽化, 可在 $p-v$ 图和 $T-s$ 图上画出一系列定压加热线。它们全都经历上述 5 种状态和 3 个阶段, 如图 6-4 所示。图中还标出:

1. 饱和水线 它是各种压力下饱和水状态点的连线, 又称为下界线, 沿此线 $x=0$ 。
2. 干饱和蒸汽线 它是各种压力下干饱和蒸汽状态点的连线, 又称为上界线, 沿此线 $x=1$ 。

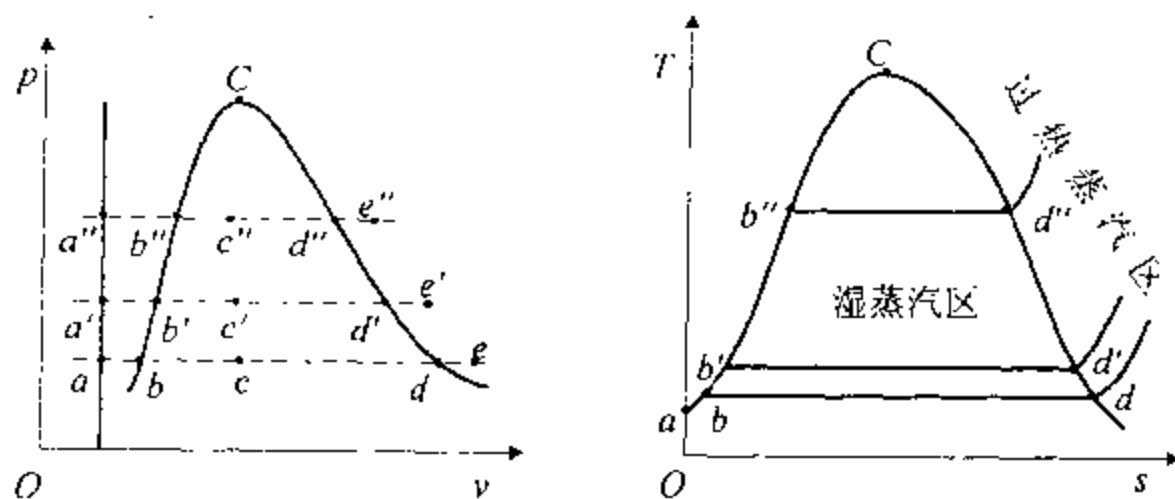


图 6-4 水蒸气的 $p-v$ 图和 $T-s$ 图

3. 临界点 C 它是饱和水线和干饱和蒸汽线的交点。水的临界点 C 的基本状态参数为

$$p_{cr} = 22.115\ \text{MPa} \quad t_{cr} = 374.12\ ^\circ\text{C} \quad v_{cr} = 0.003\ 147\ \text{m}^3/\text{kg}$$

由于压力升高时, 饱和温度随之升高, 由 $p-v$ 图可以看出, 饱和水的比体积 v' 随压力的升高而略有增加, 即饱和水线向右上方倾斜, 说明水的比体积受温度的影响大于受压力的影响, 而干饱和蒸汽的比体积 v'' 则随压力的升高而明显地减小, 即干饱和蒸汽线向左上方倾斜, 说明蒸

汽的比体积受温度的影响小于受压力的影响;在 $T-s$ 图上,饱和水线也是向右上方倾斜,说明随着压力的升高,比液体热增加,而由于比汽化潜热随压力升高而减小,干饱和蒸汽线向左上方倾斜,于是随着压力的升高饱和水和干饱和蒸汽的状态越来越接近,当压力达到 $p_c = 22.115 \text{ MPa}$ 时,它们重合为一点,即临界点。临界点上的比汽化潜热为零,即汽化在一瞬间完成。

在图 6-4 所示的水蒸气 $p-v$ 图和 $T-s$ 图上,饱和水线和干饱和蒸汽线还把水和饱和水蒸气分为 3 个区,即

(1)未饱和水区:它位于饱和水线左侧的一个较狭窄的范围内。

(2)湿蒸汽区:它位于饱和水线与干饱和蒸汽线之间。

(3)过热蒸汽区:它位于干饱和蒸汽线的右侧。过热蒸汽的压力越低,或过热度($t - t_s$)越高,其热力性质就越接近理想气体。

第三节 水蒸气表

目前使用的水和水蒸气热力性质表是根据 1963 年第六届国际水和水蒸气会议通过的骨架表,以及由这次会议确立的“国际公式化委员会(简称为 I.F.C)”所提出的公式而编制的。骨架表所列的水和水蒸气热力性质的数据被公认是可靠的,并规定了三相时饱和水的比熵和比热力学能均为零(如上节所述)。由 I.F.C 公式计算所得的数值除与骨架表所列数据全部一致之外,在骨架表数据之间的插值也都符合规定的精确度的要求。

水蒸气表分为饱和水与饱和水蒸气表,以及未饱和水与过热水蒸气表。

一、饱和水与饱和水蒸气表

为了使用上的方便,饱和水与饱和水蒸气表又分两种形式:

1. 按温度排列:如附表 2 所示,已知温度 t ,可从该表中查出相应温度 t 的饱和压力 p 、饱和水的 v', h', s' 以及饱和水蒸气的 v'', h'', s'' 和 r 。

2. 按压力排列:如附表 3 所示,已知压力 p ,可从该表中查出相应压力 p 的饱和温度 t_s 、饱和水和水蒸气的 $v', v'', h', h'', s', s''$ 。

对于湿蒸汽,根据 p (或 t),由附表 3(或附表 2),可查得 $v', v'', h', h'', s', s''$,再由给定的干度 x ,由公式(6-6)计算出湿蒸汽的 v_x, h_x, s_x 。

二、未饱和水与过热水蒸气表

如附表 4 所示,由压力 p 和温度 t ,可从该表中查出未饱和水和过热水蒸气的 v, h, s 。

一般水蒸气表没有列出比热力学能 u 的数值,这是因为工程上不常用,如需要这个数值,可按 $u = h - pv$ 计算。

例 6-1 有一种说法:“过冷水一定很冷,过热水蒸气一定很热”,试用水蒸气表对此说法予以评论。

解 由附表 3 查得, $p = 20 \text{ MPa}$ 时饱和蒸汽的 $t_s = 365.71^\circ\text{C}$ 。因此, $p = 20 \text{ MPa}$, $t = 300^\circ\text{C}$ 的水为未饱和水,即过冷水,且过冷度 $\Delta t = t_s - t = 365.71^\circ\text{C} - 300^\circ\text{C} = 65.71^\circ\text{C}$,可见过冷水不一定很冷。

同样,由附表 3 查得, $p = 0.001 \text{ MPa}$ 时饱和蒸汽的 $t_s = 6.982^\circ\text{C}$ 。因此, $p = 0.001 \text{ MPa}$, $t = 16.982^\circ\text{C}$ 的水蒸气为过热水蒸气,且过热度 $\Delta t = t - t_s = 16.982 - 6.982 = 10^\circ\text{C}$,可见过

热水蒸气不一定很热。

例 6-2 某锅炉产生的蒸汽, $p=0.5\text{ MPa}$, $v=0.36\text{ m}^3/\text{kg}$, 试确定其所处状态, 并求出其温度、比焓、比热力学能和比熵的数值。

解 由饱和水与饱和蒸汽表(附表 3)查得 $p=0.5\text{ MPa}$ 时饱和水与饱和水蒸气的有关参数为

$$\begin{aligned}t_s &= 151.85\text{ }^\circ\text{C} & v' &= 0.001\ 092\ 8\text{ m}^3/\text{kg} & v'' &= 0.374\ 81\text{ m}^3/\text{kg} \\h' &= 640.1\text{ kJ/kg} & h'' &= 2\ 748.5\text{ kJ/kg} & s' &= 1.860\ 4\text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K}) \\s'' &= 6.821\ 5\text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})\end{aligned}$$

因为

$$v' < v < v''$$

所以为湿蒸汽。由式(6-6), 其干度 x 为

$$x = \frac{v - v'}{v'' - v'} = \frac{0.36 - 0.001\ 092\ 8}{0.374\ 81 - 0.001\ 092\ 8} = 0.96$$

其比焓 h_x 为

$$\begin{aligned}h_x &= xh'' + (1-x)h' = 0.96 \times 2\ 748.5 + (1-0.96) \times 640.1 \\&= 2\ 663.78\text{ kJ/kg}\end{aligned}$$

比热力学能 u_x 为

$$\begin{aligned}u_x &= h_x - pv = 2\ 663.78 - 0.5 \times 10^6 \times 0.36 \times 10^{-3} \\&= 2\ 483.78\text{ kJ/kg}\end{aligned}$$

比熵 s_x 为

$$\begin{aligned}s_x &= xs'' + (1-x)s' = 0.96 \times 6.821\ 5 + (1-0.96) \times 1.860\ 4 \\&= 6.623\ 1\text{ kJ/kg}\end{aligned}$$

因为是湿蒸汽, 其温度 t 为

$$t = t_s = 151.85\text{ }^\circ\text{C}$$

例 6-3 在压力 $p=10\text{ MPa}$ 下, 对水进行定压加热, 当其温度分别达到 $t_1=300\text{ }^\circ\text{C}$ 和 $t_2=550\text{ }^\circ\text{C}$ 时, 试确定所处的状态。

解 由未饱和水与过热水蒸气表(附表 4)得, 当 $p=10\text{ MPa}$ 时, $t_s=310.96\text{ }^\circ\text{C}$ 。可见 $t_1=300\text{ }^\circ\text{C}$ 时为未饱和水, 过冷度

$$\Delta t_1 = t_s - t_1 = 310.96 - 300 = 10.96\text{ }^\circ\text{C}$$

其比体积、比焓和比熵分别为

$$v_1 = 0.001\ 397\ 8\text{ m}^3/\text{kg} \quad h_1 = 1\ 343.7\text{ kJ/kg} \quad s_1 = 3.249\ 4\text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$$

而 $t_2=550\text{ }^\circ\text{C}$ 时为过热水蒸气, 过热度

$$\Delta t_2 = t_2 - t_s = 550 - 310.96 = 239.04\text{ }^\circ\text{C}$$

其比体积、比焓和比熵分别为

$$v_2 = 0.035\ 61\text{ m}^3/\text{kg} \quad h_2 = 3\ 500.4\text{ kJ/kg} \quad s_2 = 6.756\ 8\text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$$

第四节 水蒸气的 h - s 图

以上两节介绍了水蒸气的 p - v 图、 T - s 图和水蒸气表。在工程计算时, 以水蒸气表所列

的数据最为准确,而分析热力过程时,以水蒸气图最为直观方便。但过程中的功量和热量,则分别用 $p-v$ 图和 $T-s$ 图上有关的面积表示,这给分析计算带来很大的不便。本节介绍以 h 为纵坐标, s 为横坐标的焓-熵图,在该图上定压过程的热量和绝热过程的技术功都可用纵坐标上线段的长度来表示,给分析计算带来很大的方便,因而在工程上广泛使用水蒸气的 $h-s$ 图。

水蒸气的 $h-s$ 图的结构示意图如图 6-5 所示。图中绘出的各种等量线有:

一、定压线

由于在定压下 $\bar{d}q_p = dh$, 而 $\bar{d}q = Tds$, 所以

$$\left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_p = T \quad (6-7)$$

即在 $h-s$ 图上定压线的斜率在数值上等于其绝对温度,始终为正值。在水的定压预热阶段,由于温度逐渐升高,故定压加热线的斜率也随之增大,因而定压线为向上凹曲的曲线;在定压汽化阶段,由于保持饱和温度不变,因而在湿蒸汽区定压线为直线;在定压过热阶段,由于过热蒸汽的温度不断升高,因而在过热蒸汽区定压线为向上凹曲的曲线。由于压力升高时,对应的饱和温度也随之升高,所以在 $h-s$ 图上定压线束向右上方呈发散状。

二、定温线

在湿蒸汽区定压线就是定温线。在过热蒸汽区,沿定压加热线过热蒸汽的温度不断升高,这里定压线不再是定温线。在这个区内,定温线以干饱和蒸汽线为起点向右上方穿过一系列压力逐渐降低的定压线而延伸。因而,定温线在湿蒸汽区为直线,在过热蒸汽区为向右上凸曲的曲线,而且向右方低压区趋于水平线。这说明定温下,压力越低,水蒸气越接近理想气体,因为理想气体的比焓仅为温度的单值函数。

三、定干度线

它是湿蒸汽区不同定压线上干度相同的状态点的连线。定干度线束包括 $x=0$ 的饱和水线和 $x=1$ 的干饱和蒸汽线,是从临界点 C 出发向右下方呈发散状的曲线簇。

实际上,在热机内工作的水蒸气,其干度 x 很少小于 0.5,所以实用的 $h-s$ 图只绘出图 6-5 中右上方用粗黑线框出的部分。

例 6-4 如图 6-6 所示,在湿蒸汽区任一定压线段 BD 内取一点 M ,则该点的干度 $x = BM/BD$,试证明之。

解 如图示,作直角三角形 BDG 和 MDN ,因为这两个三角形相似,所以

$$BM/BD = GN/GD$$

又因

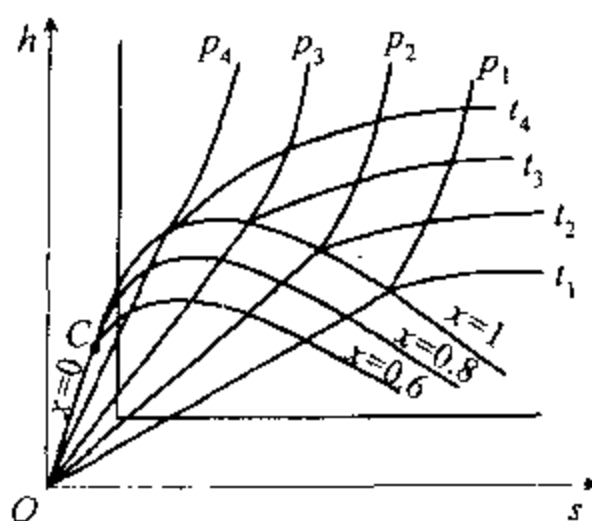


图 6-5 水蒸气的 $h-s$ 图

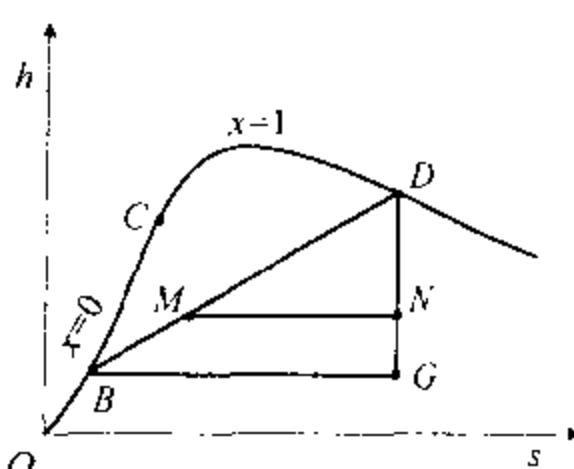


图 6-6 例 6-4 用图

$$h_x = xh'' + (1-x)h'$$

所以

$$x = \frac{h_x - h'}{h'' - h'} = \frac{GN}{GD} = \frac{BM}{BD}$$

可见,将 BD 线段分为十等分,则每一等分点上的 x 依次为(包括点 B 和 D) $0, 0.1, 0.2, \dots, 0.9, 1$ 。

第五节 水蒸气的基本热力过程

水蒸气热力过程的计算任务与理想气体的热力过程基本相同,就是要求出:(1)初态和终态的状态参数;(2)过程中热量、膨胀功、技术功、焓和熵的变化。但计算方法不完全相同。这是因为不存在简单的状态方程,因此不能用分析方法求得初、终状态参数的数值。此外水蒸气的 c_p, c_v 分别是 T, p 和 T, v 的复杂函数,因此热量不能用比热容和温差求得。一般都是利用水蒸气表和 $h-s$ 图进行水蒸气过程的计算。

在研究水蒸气的过程时,一般可采用下列步骤:

(1)根据初始状态的两个独立状态参数从水蒸气表或 $h-s$ 图中查得其他状态参数。

(2)根据过程条件和一个终了状态参数,确定终了时的状态,并从表中或图中查得其他状态参数。

(3)根据已求得的初、终状态参数计算 $q, w, w_t, \Delta h$ 和 Δs 。

水蒸气的基本热力过程也是定容、定压、定温、绝热四个,其中定压和绝热两个过程在蒸汽循环中出现得最多。

一、定容过程($v = \text{常数}$)

根据已知的两个独立的初始状态参数,一个终了状态参数,以及 $v_1 = v_2$,利用水蒸气表或 $h-s$ 图,可确定其他初、终状态参数。

定容过程 $dv = 0$ 和 $v = v_1 = v_2$,所以单位质量膨胀功为零,即

$$w_v = \int_1^2 p dv = 0$$

单位质量技术功为

$$w_{t,v} = - \int_1^2 v dp = v(p_1 - p_2)$$

定容过程中蒸汽与外界交换的热量可按封闭系统可逆过程的热力学第一定律计算。因为定容过程膨胀功为零,所以单位质量热量为

$$q_v = u_2 - u_1$$

因为一般水蒸气表和 $h-s$ 图中没有比热力学能的数值,所以

$$\begin{aligned} q_v = u_2 - u_1 &= (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1) \\ &= h_2 - h_1 - v(p_2 - p_1) \end{aligned}$$

二、定压过程($p = \text{常数}$)

根据已知的两个独立的初始状态参数,一个终了状态参数,以及 $p_1 = p_2$,利用水蒸气表或 $h-s$ 图,可确定其他初、终状态参数。

例 6-6 初态为 $p_1 = 5 \text{ MPa}$, $t_1 = 450 \text{ }^\circ\text{C}$ 的过热蒸汽, 进入汽轮机绝热膨胀, 终压 $p_2 = 0.005 \text{ MPa}$, 求终态的干度、比熵和所作的比轴功。若汽轮机的相对内效率 $\eta_{\alpha} = 0.9$, 求终态的干度、比熵和所作的比轴功。

解 参见图 6-8, 由 h - s 图查得

$$h_1 = 3317 \text{ kJ/kg} \quad s_2 = 6.8204 \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)}$$

$$x_2 = 0.801 \quad h_2 = 2079 \text{ kJ/kg}$$

由此算得比轴功

$$w_{1,2} = h_1 - h_2 = 3317 - 2079 = 1238 \text{ kJ/kg}$$

当 $\eta_{\alpha} = 0.9$ 时, 为不可逆绝热膨胀过程, 实际比轴功

$$w'_{1,2} = \eta_{\alpha} w_{1,2} = 0.9 \times 1238 = 1114 \text{ kJ/kg}$$

由

$$\eta_{\alpha} = \frac{h_1 - h_3}{h_1 - h_2}$$

得

$$h_3 = h_1 - \eta_{\alpha}(h_1 - h_2) = 3317 - 0.9 \times 1238 = 2203 \text{ kJ/kg}$$

由 h_3 和 p_2 的数值, 在 h - s 图确定点 3 (参见图 6-8), 可得

$$x_3 = 0.852 \quad s_3 = 7.2232 \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)}$$

不可逆绝热膨胀过程的比熵产

$$\Delta s_g = s_3 - s_2 = 7.2232 - 6.8204 = 0.4028 \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)}$$

复习思考题

1. 范德瓦尔方程与理想气体状态方程的不同点是什么?
2. 蒸发和沸腾有何不同? 为什么在沸腾时对应于一定的压力就有一定的饱和温度?
3. 根据给定的水蒸气的 p 和 v , 如何用蒸汽表确定它是湿蒸汽还是过热蒸汽? 湿蒸汽的状态参数如何利用蒸汽表求出?
4. 由于 $\Delta h_p = c_{p,m} \Delta T$ 是普遍适用于任意工质的, 饱和水在定压下汽化变为干饱和蒸汽时, 温度不变, 因此, $h'' - h' = \Delta h_p = c_{p,m} \times 0 = 0$ 。这一推论错误在哪里?
5. 水蒸气在定温过程中是否满足 $q = w$ 的关系式?

习 题

1. 按水蒸气表和 h - s 图, 求压力为 $p = 3 \text{ MPa}$ 、干度 $x = 0.98$ 的湿蒸汽的状态参数。
2. 水蒸气的 $p = 8 \text{ MPa}$, $t = 450 \text{ }^\circ\text{C}$, 用水蒸气表和 h - s 图求它的状态参数。
3. 已知水蒸气的压力 $p = 0.5 \text{ MPa}$ 、比体积 $v = 0.836 \text{ m}^3/\text{kg}$, 试确定其所处的状态, 并求其比焓、比熵和比热力学能。
4. 已知水蒸气的压力 $p = 0.004 \text{ MPa}$ 、比熵 $s = 7.6695 \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)}$, 试确定其所处的状态 (若为湿蒸汽则确定其干度, 若为过热蒸汽则确定其过热度), 并求其比焓。
5. 利用水蒸气图、表, 填充表 6-1 中的空白。

表 6-1 习题 5 用表

	p/MPa	$t/^\circ\text{C}$	$h/(\text{kJ/kg})$	$s/[\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})]$	x 或过热度/ $^\circ\text{C}$
1	3	500			
2	0.5		3 167.6		
3		400	3 196.9		
4	0.02				0.9

6. 如图 6-9 所示, 已知压力 p 下的 h_1, h_2, x_1, x_2 , 试确定该压力 p 下的比汽化潜热 r 。

7. 压力 $p = 1.5 \text{ MPa}$, $t = 120^\circ\text{C}$ 的未饱和水进入锅炉, 在其中定压加热为 $x = 0.98$ 的湿蒸汽离开锅炉, 蒸发量为 $q_m = 4\,000 \text{ kg/h}$, 设燃料的发热量为 $41\,868 \text{ kJ/kg}$, 锅炉效率 $\eta_B = 79\%$ 。试求每小时燃料消耗量。

8. 有 1 kg 水蒸气在过热器中定压加热, 其初态为 $p_1 = 1 \text{ MPa}$, $x_1 = 0.95$, 终态参数为 $t_2 = 250^\circ\text{C}$, 试求下列值 $h_1, u_1, v_1, t_1, h_2, v_2, q, \Delta u$ 。

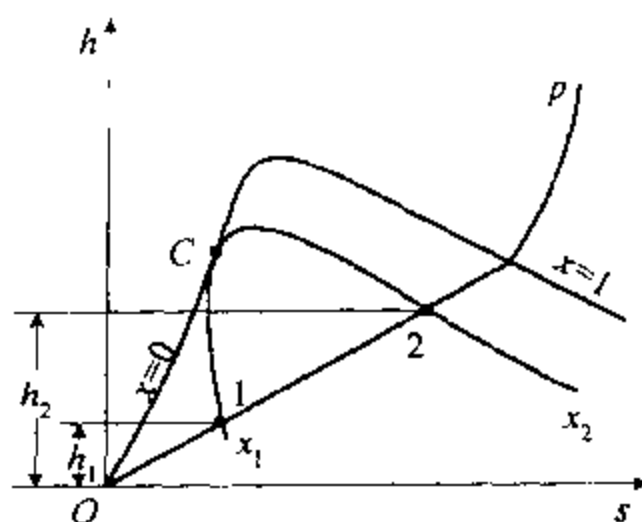


图 6-9 习题 6 用图

9. 大气压力 $p_b = 0.1 \text{ MPa}$, 温度 $t_b = 30^\circ\text{C}$, 某家用电冰箱长期停止运行, 其制冷装置采用 R22 为制冷剂, 装置内 R22 处于热力学平衡, 已知表压力 $p_g = 0.208\,61 \text{ MPa}$, 温度与大气温度相等, 质量 $m = 0.125 \text{ kg}$ 。试问: 装置中 R22 所处的状态及其体积 (提示: 将 R22 视为实际气体, 查有关 R22 的饱和液体和饱和蒸气表, 或 R22 的过热蒸气表)。

10. 1 kg 水蒸气初态为 $p_1 = 3 \text{ MPa}$, $t_1 = 400^\circ\text{C}$, 在汽轮机中绝热膨胀到 $p_2 = 0.006 \text{ MPa}$ 。

(1) 当过程可逆时, 试求终态的干度 x_2 和汽轮机所作的技术功 w_t ;

(2) 当过程不可逆, 即 $\eta_a = 0.9$ 时, 试求终态的干度 x'_2 和汽轮机所作的技术功 w'_t , 以及由于过程不可逆而引起技术功的减少量 $\Delta w_t = w_t - w'_t$;

(3) 当环境温度为 17°C 时, 试求不可逆绝热膨胀过程的熵产引起的作功能力的损失 Δw_l , 比较 Δw_t 与 Δw_l 的大小, 并说明其原因。

11. 湿饱和水蒸气在“干度计 (测量湿蒸汽干度的仪表)”中进行绝热节流, 节流前的 $p_1 = 1.5 \text{ MPa}$, 节流后的压力 $p_2 = 0.2 \text{ MPa}$, 温度 $t_2 = 130^\circ\text{C}$, 试用 $h-s$ 图确定该湿蒸汽的干度。

[G e n e r a l I n f o r m a t i o n]

书名= 工程热力学和传热学

作者=

页数= 2 9 0

S S 号= 1 1 0 1 4 1 0 5

出版日期=

目录
正文