

第一章 热力学基础

1.1 热力学基本定律

我们先简单介绍一下热力学的基本定律，因为在透平机械和工作过程理论中应用第二定律的方式不是一目了然的，因此不容易理解。

在所有的热力学定律中，首先应该介绍“第零”定律，这个定律是在“第一定律”用于能量守恒定律以后，在该知识领域定理化的范围内相当迟才引用的，它可表述如下：

“第零”定律：当两个系统分别同第三个系统处于热平衡状态时，则这两个系统彼此也处于热平衡。

“第零”定律是实验的事实，由它可引入温度的概念。用一个液体温度计测量某一物体的温度就意味着，人们使温度计与该物体处于热平衡，并观察温度计内液体比容的变化，当在第二个物体上进行相同的实验，并使温度计内液体具有相同的比容时，则经验得出，这两个物体相互接触时不发生状态变化，即它们处于热平衡，这就是“第零”定律的表述内容。由“第零”定律就可按照任意约定采用一个“经验温度” θ ，其值可根据温度计液体的比容 v_T 按下式确定：

$$\theta \equiv av_T + b \quad 1.1(1)$$

式中 a 和 b 是根据约定而定的系数。

任何一种气体当其密度足够小时，都可认为其具有完善或理想气体的性质，亦即它遵守波意耳-马略特定律，这就是说，压力和比容的乘积 pv 只是 θ 的单值函数，如同对 θ 所作的规定一样，故有

$$pv = f(\theta) \quad 1.1(2)$$

所以 $f(\theta)$ 本身也可用来作为温标。人们规定，采用温度 T ， T 与 $f(\theta)$ 成正比，并具有这样的性质，即在760mmHg的条件下，纯水 H_2O 的冰点和沸点之间 T 的差值为100个单位（度），于是有

$$vp = RT \quad 1.1(3)$$

式中 R 为常数，只要确定某一种气体，其 R 值就可依上式得出。对另一种气体，可得到另一个常数 R 。从经验得知，用这种方式获得的温标彼此都是相同的。这说明一切理想气体的热膨胀性质相同，这就是盖-吕隆克定律。另外一个经验事实就是著名的阿伏伽德罗定律，它说明各种气体的气体常数 R 都可由通用气体常数 $R = 8315 \text{ J/kmol} \cdot \text{K}$ 按下式计算求得

$$R = \frac{R}{M} \quad 1.1(4)$$

式中 M 为气体的分子量。 R 量纲中的 K 就是上面采用的温标，即著名的开尔文温标（开氏度）。

所采用的温度 T 虽然具有任意引用的经验温度的特点，但可证明它与由第二定律所确定的热力学温度是一致的（这里把水的冰点和沸点之间规定为100°，如同用米作为长度单

位一样，当然是无关紧要的）。

为了能够以定律的形式满意地表达出第一定律，我们研究一个系统，其边界如此划定，即物质不发生通过边界的传递，并假定在系统边界上不进行使系统和外界趋向热平衡的平衡过程。在边界上不发生平衡过程的系统称为绝热系。在这种假定下，可由经验得到下面的定律：

第一定律：对于任一系统，存在着一个函数 U ，其值仅与它的状态有关，并具有这样的性质，即对于在绝热条件下从状态1到状态2的任一变化，均有

$$U_2 - U_1 = A_{12} \quad 1.1(5)$$

式中 A_{12} 是状态变化过程中外界对系统所作的功。

这个定律是能量守恒定律的严格表述，因为它只说明永动机不可能实现。这种永动机就是假想的一个绝热系统，它经受循环的状态变化，并将每一循环所作的功向外输出，但是热力学第一定律排除了这种可能性。人们称 U 为系统的内能。

如果系统不是绝热的，则式1.1(5)一般不再适用，而是

$$Q \equiv U_2 - U_1 - A_{12} \quad 1.1(6)$$

上式引入的量 Q 称为由外界加入系统的热量。这个定义也可表述为：

加入系统的热量等于系统内能的增加与对系统所作功之差。

因此将热量定义为能量转换的一种形式（和功一样）。从定律的观点来看，这是绝对必要的。一说到一个物体所含的热量，例如在一个物体中由摩擦产生的热量，那么逻辑上清楚的、统一的热力学结构就被破坏了。

如果要使第一定律的表达式1.1(5)有更普遍的适用形式，就必须将“状态”这个词理解为：它要表明系统的运动状态，同时系统的动能包括在内能之中。但这不是热力学中通常所理解的状态概念，因为一般将状态只理解为热力学状态。根据这种见解以及将内能 U 定义为仅与热力学状态有关的量，就必须将系统在它运动状态下所具有的动能 E_k 单独地列入公式，因此，式1.1(5)可表示为

$$(U_2 + E_{k2}) - (U_1 + E_{k1}) = A_{12} \quad 1.1(7)$$

式1.1(6)可表示为

$$Q \equiv (U_2 + E_{k2}) - (U_1 + E_{k1}) - A_{12} \quad 1.1(8)$$

为了能够完全一般性地表达出第二定律，我们研究一个没有物质穿过边界的系统，且不假定是绝热系。这个系统由分质量 $m_1, m_2, \dots, m_i, \dots$ 所组成，它们具有的经验温度为 θ_i 。各分质量彼此可能发生任意的相互作用，甚至允许它们之间有质量交换（如扩散）。此时在各个 m_i 之间这样来划定边界表面，即交换过程中各个 m_i 的值保持不变。 m_i 也可无限小的质量微元，在这种情况下，式1.1(9)所给出的总和表达式可以理解为一个积分。现研究无限小的一段任意过程，在过程中从公共的系统边界外加给分质量 m_i 的热量为 dQ_i ，则第二定律可表述如下：

第二定律：只存在一个温度 θ 的非负值通用函数 T 〔即 $T = \varphi(\theta)$ 〕，而且对于任一系统存在一个仅与其状态有关的广延量函数 S ，在任一无限小的状态变化过程中，其增量 dS 满足下列条件

$$dS \geq \sum_i \frac{dQ_i}{\varphi(\theta_i)} = \sum_i \frac{dQ_i}{T_i} \quad 1.1(9)$$

函数 T 称为热力学温度。正如第1.5节所指出的，热力学温度与由理想气体所导出的温度证明是一致的。函数 S 叫做系统的熵。熵具有广延量的性质，这就是说，若由许多系统共同构成一个多元系统，则多元系的熵等于各个别系统熵的和。

式1.1(9)中的 $>$ 符号适用于不可逆过程，因为若大于符号适用于可逆过程，则当该过程反向进行时， $<$ 符号也必须满足，这就与第二定律发生矛盾。因此，式1.1(9)中等号成立是可逆过程的必要充分条件。

若系统仅由具有均匀温度为 T 的唯一的物质所组成，则式1.1(9)可表示为

$$dS \geq \frac{dQ}{T} \quad 1.1(10)$$

现引入假想热量 dQ' ，代入上式得

$$dS = \frac{dQ + dQ'}{T} \quad 1.1(11)$$

则

$$dQ' \geq 0 \quad 1.1(12)$$

dQ' 具有简单的直观的意义：假设用一个想象的、从同一初态进行到同一终态的可逆过程来代替实际的不可逆过程，则在设想的等效过程中，除了加给实际过程的热量 dQ 外，还有附加热量 dQ' 。因为式1.1(11)用的是等号，故 $dQ + dQ'$ 是加给可逆等效过程的总热量。

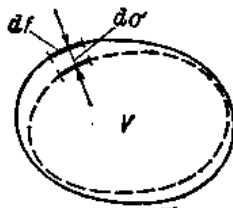


图 1.1.1 流体的质量元

上述关系可用一个例子来说明，此例对透平机理论来说是基本内容。我们研究一个充满流体的空间元，流体质量为 m ，在压力 P 的作用下它的容积 V 和外形发生变化（见图1.1.1）。对于一段无限小的过程，从外界加入的热量为 dQ ，则按第一定律有

$$dU = p \int d\sigma df + dA_n + dQ \quad 1.1(13)$$

式1.1(13)右边第一项是作用在空间元表面上的压力所做的功， dA_n 是反抗粘性力所做的功（特别是在微元变形的情况下）， dQ 是加入的热量。在积分表达式中除容积减小外，没有其它项目，因此该式也可写成

$$dU = -pdV + dA_n + dQ \quad 1.1(14)$$

上述过程是不可逆的，因为做了反抗粘性力的功。设想当状态变化进行得无限慢，同时粘性力消失时，即可用一个可逆过程来代替上述的不可逆过程。这个可逆的等效过程应产生与实际过程相同的状态变化，即两个过程的 dU 必须相等，因为 U 是状态参量。由于等效过程中略去了反抗粘性力所做的功，故对等效过程必须附加引入热量 dQ' ，其值等于实际过程的 dA_n ，亦即有

$$dU = -pdV + dQ' + dQ$$

或

$$dQ + dQ' = dU + pdV \quad 1.1(15)$$

代入式1.1(11) 则得

$$dS = \frac{dU + pdV}{T} \quad 1.1(16)$$

这就是为我们特殊问题所推导的“热力学基本方程”，也称做吉布斯方程。利用该式可以计算熵的变化，而不必追究可逆的等效过程，因为在推导方程式的过程中已一劳永逸地考虑到这一点了。由于 S 、 U 和 V 都是广延量，故用质量去除它们，就能得到强度量。令 $s = S/m$ ， $u = U/m$ ， $v = V/m$ ，则方程1.1(16)可写成

$$ds = \frac{du + pdv}{T} \quad 1.1(17)$$

通常将公式写成式1.1(17)的形式。

经常有这种说法，即方程1.1(16)是第一定律和第二定律的综合，但严格说这是不正确的，因为一个方程从来不能表示两个定律。比较精确的说法应为：由于 S 是根据第二定律得出的状态参量，故 dS 必有全微分的特点，且在两个给定的状态点之间的积分与积分路线无关。但在推导方程1.1(16)的过程中，只引用了第一定律，并代入具有定义性质的1.1(11)式。只有当第二定律附加到由式1.1(11)所述的具体内容上时， dS 才是全微分，才能表示第二定律。

第三定律对于透平机械制造来说并无直接意义。第三定律表述为：由真正相同形式的分子所构成的任一物体的熵在绝对零度时为零。

1.2 有关热机的热力学

设想温度为 T_1 和 T_2 的两个物体，封闭在一个共同的绝热外壳中，使其中断同外界的任何热接触，但热量 dQ 仍可能由物体1（温度为 T_1 ）传给物体2（温度为 T_2 ）。显然，根据热力学第二定律，上述情况只有在 $T_2 \leq T_1$ 时才能满足，其等号表示无限缓慢的传热过程的可逆极限情况。所以热量自高温向低温传递这一众所周知的事实是由第二定律表达出来的。反过来说，这一自然规律为许多事实所证明。作了上述说明之后，即可进行任意热机过程的一般性研究。

可将热机看成是进行循环状态变化、从外界输入热量并对外输出功的一个系统。蒸汽动力装置或闭式透平循环符合这个定义，但在第1.11节中所讨论的各种内燃机都符合这个定义。设想，参于循环物质的全部质量分成很多质量元 m_i ，具有的瞬时温度为 T_i 。对于无限小的一段过程，依式1.1(11)有

$$dS = \sum_i \frac{dQ_i + dQ'_i}{T_i} \quad 1.2(1)$$

式中 dQ_i 和 dQ'_i 为对应于当时的质量元 m_i 的值。质量元通常必须是无限小，此时总和转变为积分。必须注意，式1.2(1)中的 dQ_i 与式1.1(9)中的 dQ 不同，因为后者只是从

包括所有 m_i 在内的公共系统边界的外面加入的热量。式1.2(1)中的 dQ_i 与式1.1(10)中的 dQ 有相同的意义,也就是将单个质量元 m_i 视为子系统, dQ_i 就是通过该子系统边界的热量。但是该热量也可能由公共系统边界内的其它质量元所造成。因此一般可令

$$dQ_i = dQ_i^{\leftarrow} - dQ_i^{\rightarrow} + dQ_i^* \quad 1.2(2)$$

式中 $dQ_i^{\leftarrow}$ ——由外部热源加入的热量;

$dQ_i^{\rightarrow}$ ——放给外界的热量(绝对值);

dQ_i^* ——在装置内部由其它分质量传给 m_i 的热量(当 m_i 接受热量时为正值)。

于是对于所研究的一段过程有

$$dS = \sum_i \frac{dQ_i^{\leftarrow} - dQ_i^{\rightarrow} + dQ_i^* + dQ_i^{\rightarrow}}{T_i} \quad 1.2(3)$$

我们通过这样的表述来应用第二定律,即在一个完全的工作循环中系统熵的变化的积分必须为零,也就是

$$\oint dS = 0 \quad 1.2(4)$$

正如第二定律所述,当 S 仅与状态有关时,对于一个循环过程必然得出上式。将式1.2(3)代入式1.2(4)得

$$\underbrace{\oint \sum_i \frac{dQ_i^{\leftarrow}}{T_i}}_{\Delta S^{\leftarrow}} - \underbrace{\oint \sum_i \frac{dQ_i^{\rightarrow}}{T_i}}_{\Delta S^{\rightarrow}} + \underbrace{\oint \sum_i \frac{dQ_i^*}{T_i}}_{\Delta S^*} + \underbrace{\oint \sum_i \frac{dQ_i^{\rightarrow}}{T_i}}_{\Delta S'} = 0 \quad 1.2(5)$$

设 T_1 为循环最高温度, $Q^{\leftarrow}$ 为每循环加入的总热量,则显然有

$$\oint \sum_i \frac{dQ_i^{\leftarrow}}{T_i} \geq \oint \sum_i \frac{dQ_i^{\leftarrow}}{T_1} = \frac{1}{T_1} \oint \sum_i dQ_i^{\leftarrow} = \frac{Q^{\leftarrow}}{T_1}$$

或 $\Delta S^{\leftarrow} = \alpha \frac{Q^{\leftarrow}}{T_1}, \quad \alpha \geq 1 \quad 1.2(6)$

若用 T_2 表示外界温度, $Q^{\rightarrow}$ 表示每循环放给外界的总热量,则同样可得

$$\oint \sum_i \frac{dQ_i^{\rightarrow}}{T_i} \leq \oint \sum_i \frac{dQ_i^{\rightarrow}}{T_2} = \frac{1}{T_2} \oint \sum_i dQ_i^{\rightarrow} = \frac{Q^{\rightarrow}}{T_2}$$

或

$$\Delta S^{\rightarrow} = \beta \frac{Q^{\rightarrow}}{T_2}, \quad \beta \leq 1 \quad 1.2(7)$$

在上述推导中应用了这样的事实,即只有在 $T_i \geq T_2$ 的过程中,热量才能传给外界,正如本节开头所阐述的一样,第二定律包含了这一点。

关于 ΔS^* 可以说明如下。在过程进行的任何位置上,对应于传给质量元 m_i 的每一个正的 dQ_i^* ,相应有一个传给质量元 m_j 的大小相同而为负值的 dQ_j^* 。因为在这种热量传递中肯定 $T_j \geq T_i$,故有

$$\frac{dQ_i^*}{T_i} + \frac{dQ_j^*}{T_j} = |dQ_i^*| \left(\frac{1}{T_i} - \frac{1}{T_j} \right) \geq 0 \quad 1.2(8)$$

积分后得:

$$\Delta S^* \geq 0 \quad 1.2(9)$$

由于从式1.1(12)得知, dQ 决不可能为负值, 所以

$$\Delta S' \geq 0 \quad 1.2(10)$$

因此式1.2(5)可以写成

$$\alpha \frac{Q'}{T_1} - \beta \frac{Q'}{T_2} + \Delta S^* + \Delta S' = 0$$

由此得

$$Q' = \frac{T_2}{\beta} \left[\alpha \frac{Q'}{T_1} + \Delta S^* + \Delta S' \right] = Q' \frac{T_2}{\beta} \left[\frac{\alpha}{T_1} + \frac{\Delta S^* + \Delta S'}{Q'} \right] \quad 1.2(11)$$

根据热力学第一定律, 每循环完成的功为

$$A = Q' - Q'' \quad 1.2(12)$$

因为工作循环终点与始点一样, 内能的数值相同, 故热效率, 即比值 A/Q' 为

$$\eta_{th} = \frac{A}{Q'} = \frac{Q' - Q''}{Q'} = 1 - \frac{Q''}{Q'} \quad 1.2(13)$$

将式1.2(11)代入式1.2(13)得

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta_{th} = 1 - \frac{T_2}{\beta} \left[\frac{\alpha}{T_1} + \frac{\Delta S^* + \Delta S'}{Q'} \right] \\ \alpha \geq 1, \beta \leq 1, \Delta S^* \geq 0, \Delta S' \geq 0 \end{array} \right\} \quad 1.2(14)$$

由式1.2(14)也直接可得

$$\eta_{th} \leq 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad 1.2(15)$$

式1.2(15)右边的表达式是卡诺循环的热效率。任何热机理论上不可能超过, 实际上也达不到卡诺循环的效率, 因其不可能完全克服不可逆性。

式1.2(14)概括地说明了改进热机循环的努力方向。循环的最高温度 T_1 应尽可能地高; 全部热量的加入过程应在尽可能高的温度下进行, 最好全部在 T_1 下进行 (此时 $\alpha = 1$), 热量传给外界的全部过程应尽量在接近环境温度 T_2 的温度下进行 (在理想情况时就在 T_2 下进行, 此时 $\beta = 1$); 内部的热量传递应以尽可能小的温差进行 (理想情况 $\Delta S^* = 0$); 由任何一种形式的摩擦所产生的能量损耗应尽可能的小 (理想情况 $\Delta S' = 0$)。

加热和放热的平均温度 $\bar{T}_1$ 和 $\bar{T}_2$ 可由下列方程定义

$$\bar{T}_1 \Delta S' = Q', \quad \bar{T}_2 \Delta S'' = Q'' \quad 1.2(16)$$

$\bar{T}_1$ 和 $\bar{T}_2$ 为

$$\bar{T}_1 = \frac{Q'}{\oint \sum_i \frac{dQ'_i}{T_i}} = \frac{T_1}{\alpha} \quad 1.2(17)$$

$$\bar{T}_2 = \frac{Q''}{\oint \sum_i \frac{dQ''_i}{T_i}} = \frac{T_2}{\beta} \quad 1.2(18)$$

它们表示热力过程品质的高低。

1.3 过程研究的基本知识

若给出某一单相流体的量热状态方程[●]和热力状态方程,即给出其比内能 u 和比容 v 与压力 P 、温度 T 的关系式:

$$u = f(P, T) \quad \text{量热状态方程} \quad 1.3(1)$$

$$v = g(P, T) \quad \text{热力状态方程} \quad 1.3(2)$$

则可完全描述该流体的热力特性。如同许多其它应用情况一样,在透平机械装置中,工质是在能量加入或放出的情况下从压力为 p_1 的空间进入压力为 p_2 的空间。在这种情况下,能量的加入或放出不仅来自流体内能的变化,而且在能量平衡中还应考虑推动功的差。推动功就是流体推入系统时对工质作的功 $p_1 V_1$ 与流出系统时由工质所做的功 $p_2 V_2$,由于在能量平衡中经常出现 $U + pV$ 参数,因此将其缩写并引进焓的概念,即定义

$$\left. \begin{aligned} H &\equiv U + pV \\ h &\equiv \frac{H}{m} = u + pv \end{aligned} \right\} \quad 1.3(3)$$

显然,如果知道状态方程1.3(1)和(2),则 h 为 P 和 T 的函数,且为已知,亦即

$$h = f^*(P, T) \quad 1.3(1')$$

反之,若知道式1.3(1')和(2),则方程1.3(1)也是已知的。因此式1.3(1')与式1.3(1)是等价的,故亦可同样称之为量热状态方程。

在两相系统中,我们感到兴趣的是湿蒸汽。若不仅已知两相(液体、蒸汽)的热力状态方程和量热状态方程,而且还知道其饱和压力 p_s 和汽化潜热与温度的关系

$$r \equiv h''(T) - h'(T) \quad 1.3(4)$$

则可描述湿蒸汽的宏观热力特性。通常用上标'表示液相的状态参量,"表示汽相的状态参量。

由定义方程1.3(3)得

$$\begin{aligned} dh &= du + p dv + v dp, \\ du + p dv &= dh - v dp \end{aligned}$$

从而基本方程1.1(17)可改写为

$$ds = \frac{dh - v dp}{T} \quad 1.3(5)$$

对于状态由 P 和 T 给定的单相系统,式1.3(5)也可写成

$$ds = \frac{\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp - v dp}{T} = \frac{\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p}{T} dT + \frac{\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T - v}{T} dp \quad 1.3(6)$$

因为根据第二定律 ds 是全微分,故可写为

● 热量不是状态参数。所谓量热状态方程,意即用热量单位表示的状态参数(如内能、焓等)的状态方程——译者。

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T dp \quad 1.3(7)$$

在方程1.3(6)和(7)中,微分 dT 和 dp 前的因子必须彼此相等,按照微分计算的规则

$$\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right) = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right) \quad 1.3(8)$$

得

$$\left(\frac{\partial}{\partial p} \right)_T \left[\frac{\left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p}{T} \right] = \left(\frac{\partial}{\partial T} \right)_p \left[\frac{\left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T - v}{T} \right]$$

经简化计算后得

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T = v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \quad 1.3(9)$$

这是克劳修斯方程的一种形式。式1.3(9)左边仅与形式为1.3(1')的量热状态方程有关,右边仅与热力状态方程1.3(2)有关。因此按照第二定律,热力状态方程和量热状态方程不是彼此独立的,而是如式1.3(9)所要求的那样,始终是互相关连的。

湿蒸汽是待蒸发的液体在饱和蒸汽中的一种悬浮物,设 x 为饱和蒸汽的干度, $1-x$ 为液体成分,并用上标'表示与液体有关的量,"表示与蒸汽有关的量,则

$$v = v'(T)(1-x) + v''(T)x \quad 1.3(10)$$

$$h = h'(T) + r(T)x \quad 1.3(11)$$

并得到

$$dh = \left[\frac{dh'}{dT} + x \frac{dr}{dT} \right] dT + r dx \quad 1.3(12)$$

将式1.3(12)代入式1.3(5)得

$$ds = \frac{\left(\frac{dh'}{dT} + x \frac{dr}{dT} \right) - [v'(1-x) + v''x] \frac{dp}{dT}}{T} dT + \frac{r}{T} dx \quad 1.3(13)$$

考虑到 T 和 x 是独立变量,因有

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_x dT + \left(\frac{\partial s}{\partial x} \right)_T dx \quad 1.3(14)$$

令式1.3(13)和(14)中 dT 及 dx 的因子彼此相等,与在单相系统中所作的考虑步骤类似,可推导出

$$r = (v'' - v') T \frac{dp}{dT} \quad 1.3(15)$$

这就是克劳修斯-克拉贝龙方程,它根据热力学第二定律把汽化潜热和饱和压力曲线的斜率 $\frac{dp}{dT}$ 互相联系起来。

所有测量都毫无例外地证明方程1.3(9)和(15)的正确性,这一事实是第二定律最重要的实验依据。此外还清楚地表明,在一般热力过程的计算是如何应用这个基本自然规律的。当然要避免作出明显违反这一定律的假设,例如由摩擦产生的负的能量损耗或自低温

向高温的传热。为了使热力过程的计算可利用量热状态方程和热力状态方程,当涉及到蒸发过程时,还要应用饱和压力曲线和汽化潜热的数据(所有这些数据都是用来计算经常使用的焓图)。然而状态方程满足克劳修斯方程1.3(9),其余应用的数据满足克劳修斯-克拉贝龙方程,从而计算所依据的数据资料从一开始就象第二定律所要求的那样彼此协调一致起来,因此将得到满足第二定律的可靠的结果[对于热力设备,特别满足式1.2(14)]。

自压力为 p_1 的空间取出一部分流体,从状态 p_1, V_1 压缩到状态 p_2, V_2 ,并推入压力为 p_2 的空间,在过程进行中加给工质的热量为 Q' ,则此过程的能量平衡为

$$U_2 - U_1 = A' + Q' = \bar{A}' + p_1 V_1 - p_2 V_2 + Q' \quad 1.3(16)$$

由式1.3(16)看出功 A' 由三部分组成: $p_1 V_1$ 为从压力为 p_1 的空间取出部分流体时对工质所作的功; $p_2 V_2$ 是流体反抗工质推入压力为 p_2 的空间时所必须做的功,故用负号代入; $\bar{A}'$ 是利用技术手段由外界作的功,因而称为技术功。将式1.3(3)代入式1.3(16)中就得下列方程,并附带列出类似的适用于膨胀过程的方程:

$$\bar{A}' = H_2 - H_1 - Q', \quad \bar{A}' = H_1 - H_2 + Q' \quad 1.3(17)$$

所获得的技术功 $\bar{A}'$ 是流体取自高压空间,膨胀并排入低压空间时所得到的功。由此可推知焓的基本意义。

还应指出,若使系统可逆地与温度为 T_0 的环境达到热平衡,则根据第二定律,从焓为 H 和熵为 S 的系统中所获得的最大技术功可由下式确定

$$\bar{A}_{max} = (H - T_0 S) - (H_0 - T_0 S_0) \quad 1.3(18)$$

式中 H_0 和 S_0 是过程终点的状态参数。这样就可以引入一个热力学函数 E 及其比值 $e = E/m$,其定义如下:

$$E \equiv H - T_0 S, \quad e = h - T_0 S \quad 1.3(19)$$

文献[5]将它称为焓,并直接可得

$$\bar{A}_{max} = E - E_0 \quad 1.3(20)$$

因此焓的变化与一个系统技术上作功能力的变化是等同的。

1.4 连续流动系统中的能量转换

图1.4.1为某一系统简图,关于其结构和作用方式毋需进一步说明。在 dt 时间内,流体的质量微元 dm 流过距地面高度为 z_1 的进口截面,与此同时,大小相同的质量微元流过距地面高度为 z_2 的出口截面。此外,原动机在 dt 期间对所研究的系统作的功为 $d\bar{A}$,加入系统的热量为 dQ 。系统中流体的质量在流动过程中保持不变,并假定,在截面1、2之间所包含的系统的总的能量没有变化。截面1处流体的参数为 p_1, v_1 ,比内能为 u_1 ;同样,截面2处流体的参数为 p_2, v_2 ,比内能为 u_2 。进口流速为 c_1 ,出口流速为 c_2 。由此可以写出过程的能量平衡方程如下:

$$dm \left[\left(u_2 + \frac{c_2^2}{2} \right) - \left(u_1 + \frac{c_1^2}{2} \right) \right] = d\bar{A} + dQ + dm(p_1 v_1 - p_2 v_2) - g dm(z_2 - z_1) \quad 1.4(1)$$

式中等号左边为流出和流进的质量微元的能量（内能+动能）之差，等号右边为在所观察的时间间隔内传给系统的能量之和。除了功 $d\bar{A}$ 和热量 dQ 外，由于系统还接受推入功 $p_1 dV_1$ ，并在另一边输出推出功 $p_2 dV_2$ ，因 $dV = v dm$ ，故在式1.4(1)中它以差值形式出现。

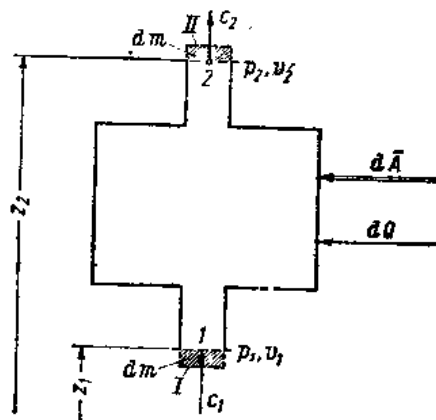


图 1.4.1 连续流动系统简图

最后还附加有重力场作的功，其值由式中最后一项确定。若在初态I和终态II上按图1.4.1的虚线划定系统的边界，使系统包含有相同的流体质量，那么重力功一项是最容易理解的，即所划定系统的位能增加的数值为

$$gdm(z_2 - z_1)$$

此即克服重力场作的功，故在式1.4(1)中该项前为负号。

必须注意，外力对上述系统所作的总功为

$$dA = d\bar{A} + dm(p_1 v_1 - p_2 v_2) - gdm(z_2 - z_1)$$

$$1.4(2)$$

而原动机所作的功，即工程上唯一感到兴趣的功为 $d\bar{A}$ ，通常也称其为“技术功”。一般对于某一段过程来说 $d\bar{A} \neq dA$ ，但对于一个完整的循环则总是 $\bar{A} = A$ 。

用 dm 除以方程1.4(1)，令

$$\bar{a} = \frac{d\bar{A}}{dm}, \quad q = \frac{dQ}{dm} \quad 1.4(3)$$

且注意到焓的定义 $h = u + pv$ ，则可将式1.4(1)转换成下列形式：

$$\bar{a} + q = \left(h + \frac{c_2^2}{2} \right) - \left(h_1 + \frac{c_1^2}{2} \right) + g(z_2 - z_1) \quad 1.4(4)$$

在热力透平机的设计中，位能的变化往往可以忽略。这点不难理解，例如，将高度差为127m相当的动能，折算成流动速度仅为50m/s。因此在燃气或蒸汽介质中，忽略重力场作用所引起的计算偏差是微不足道的。即使在蒸汽循环中出现液相，由无重力计算出的压力转换到实际压力也仅是初步计算的事。因此讨论时，可将式1.4(4)中的重力项去掉。

讨论时，最好引用滞止焓 h^* 的概念，其定义如下：

$$h^* \equiv h + \frac{c^2}{2} \quad 1.4(5)$$

略去重力项，式1.4(4)可写成

$$\bar{a} + q = h_2^* - h_1^* \quad 1.4(6)$$

在焓熵图上（图1.4.2），与滞止焓相对应的是滞止温度 T^* 和滞止压力 p^* 。滞止状态就是在可逆理想情况下，状态为 p 、 T 的流体以速度 c 迎面流过物体在滞止点上所具有的状态。

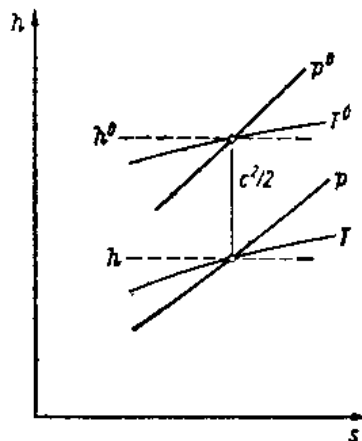


图 1.4.2 在焓-熵图上表示的静止状态和滞止状态

在绝大数的情况下，透平机械的工作过程是绝热的，即 $q=0$ 。于是能量方程变为

$$\bar{a} = h_2^0 - h_1^0 \quad 1.4(7)$$

式中 $\bar{a}$ 是对系统所作的比功。式1.4(7)适用于压气机情况。在膨胀机（透平）中，输出功的计算应为正，因此能量方程采用下列形式

$$\bar{a} = h_1^0 - h_2^0 \quad 1.4(8)$$

这样即能写出用于热力透平机械的基本定律：

在单位质量的能量项目保持不变的流动工质的绝热系统中，所接受的或输出的功等于进口和出口截面上比滞止焓之差。

对式1.4(1)还要作些补充说明。在水力流动机械的情况下，不仅 $dQ=0$ ，而且在可逆的理想情况下 $u_1=u_2$ 。这就是说，不考虑动能可能有的差别，亦即所作功不是由流体本身的能量变化所致，而仅由推动功，包括重力场作的功所决定。只是由于损失才使内能产生变化，而且内能增加往往相当于损失。

1.5 理想气体

如在第1.1节中所述，将服从玻意耳-马略特定律的气体视为完善气体或理想气体。热力学状态方程式可以写成如下形式：

$$pv = RT \quad 1.5(1)$$

从而就确定了由理想气体所导出的经验温度 T 。从经验得知，若气体满足玻意耳-马略特定律，则其内能仅与温度有关，即

$$u = f(T) \quad 1.5(2)$$

按照焓的定义，以热量形式表示的状态方程式为

$$h = u + pv = f(T) + RT = f^*(T) \quad 1.5(3)$$

$$\text{及} \quad h = f^*(T) \quad 1.5(4)$$

察看克劳修斯方程1.3(9)，并注意方程1.5(4)，则两式同时满足时，必有

$$v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = 0$$

或代入式1.5(1)则有

$$\frac{RT}{p} - T \left(\frac{R}{p} \right) = 0$$

上式成立的前提条件是，由理想气体所导出的温度等于在克劳修斯方程中所出现的热力学温度。在这个前提下，两者完全相符，证明所推导出的温度是正确的。

方程1.5(4)的一般表达式为

$$h = \int_{T_0}^T c_p(T) dT \quad 1.5(5)$$

式中 c_p ——在等压条件下测出的比热容 ($c_p \equiv dh/dT$)，它由试验确定，是一个与温度关系不大的函数；

T_0 ——任选焓值为零时的温度。

将式1.5(1)及式1.5(5)代入基本方程1.3(5)中得到

$$s = \int_{T_0}^T \frac{c_p(T)}{T} dT - R \ln \left(\frac{p}{p_0} \right) \quad 1.5(6)$$

式中在状态为 p_0 、 T_0 时焓值可取为零。

当我们研究无限小的等熵状态变化时，则一定的比容的相对变化 $\frac{dv}{v}$ 就相应于一定的压力的相对变化 $\frac{dp}{p}$ ，两者之间存在下列关系：

$$\frac{dp}{p} + \kappa \frac{dv}{v} = 0 \quad 1.5(7)$$

式中 κ 为等熵指数。在理想气体的特殊情况下（也只有在这种情况下），若将方程1.5(6)写成微分关系式，并注意到适用于理想气体的下列关系：

$$c_p - c_v = R \quad 1.5(8)$$

则等熵指数为

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad 1.5(9)$$

将 $du = c_v(T)dT$ 代入式1.5(1)、1.5(3)和1.5(5)，也可得到方程1.5(8)。由式1.5(8)和(9)得：

$$c_v = \frac{\kappa}{\kappa - 1} R \quad 1.5(10)$$

利用式1.5(10)，则式1.5(5)可写成下列微分形式：

$$dh = c_p dT = \frac{\kappa}{\kappa - 1} R dT \quad 1.5(11)$$

或按式1.5(1)写成：

$$dh = \frac{\kappa}{\kappa - 1} d(pv) \quad 1.5(12)$$

在较大的温度范围内，通常可以足够准确地令 c_p = 常数。于是式1.5(5)和1.5(6)可写成下列形式：

$$h = c_p(T - T_0) \quad 1.5(13)$$

$$s = c_p \ln \left(\frac{T}{T_0} \right) - R \ln \left(\frac{p}{p_0} \right) \quad 1.5(14)$$

此外，可对方程1.5(7)进行积分，得：

$$pv^\kappa = K, \text{ 或 } pv^\kappa = p_1 v_1^\kappa \quad 1.5(15)$$

式中 p_1 、 v_1 为起始状态。若从起始状态等熵变化到终态 p_2 、 T_2 、 v_2 ，则按式1.5(1)和(15)可得：

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{p_2}{p_1}\right) &= \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^\kappa \\ \left(\frac{T_2}{T_1}\right) &= \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\kappa-1} \\ \frac{T_2}{T_1} &= \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \end{aligned} \right\} \quad 1.5(16)$$

在等熵过程中焓的变化对于透平机制造有很大意义。在基本方程1.3(5)中, 令 $ds=0$, 可以得到等熵过程中焓的变化:

$$dh - vdp = 0, \quad dh = vdp$$

对于从 p_1 到 p_2 的等熵压缩过程, 得:

$$\Delta h_s = \int_{p_1}^{p_2} v dp \quad 1.5(17)$$

式中的 $v(p)$ 可用等熵过程方程式1.5(15)代入, 即

$$\Delta h_s = v_1 \int_{p_2}^{p_1} \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{\kappa}} dp$$

由此得:

$$\Delta h_s = \frac{\kappa}{\kappa-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \quad 1.5(18)$$

对于等熵膨胀过程, 若要同样得到正的 Δh_s , 则必须用下式代替式1.5(17), 即

$$\Delta h_s = \int_{p_2}^{p_1} v dp \quad 1.5(17')$$

相应得:

$$\Delta h_s = \frac{\kappa}{\kappa-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \quad 1.5(18')$$

必须注意, 在推导方程1.5(18)和(18')时, 不需应用理想气体定律。只要工质的变化过程, 使得在某一范围内, 能用式1.5(15)的指数方程来足够精确地表示其等熵的状态变化, 则式1.5(18)和(18')就适用于该状态变化的范围, 因为它们是直接从热力学基本方程推导出来的。在一般情况下指数 κ 不再等于 c_p/c_v , 因此所导出的 Δh_s 表达式不仅适用于理想气体, 而且适用于一般的情况。

对于理想气体, 在所研究的状态变化范围内, 若能足够准确地令 c_p = 常数, 亦即 κ = 常数, 则式1.5(12)可写成

$$h = \frac{\kappa}{\kappa-1} (pv - p_0 v_0) \quad 1.5(19)$$

由气体状态方程及式1.5(10)可知, 式1.5(19)与式1.5(13)是等价的。由于焓的零点可以任意选取, 因此通过令 $T_0=0$, 即式1.5(19)中的 $p_0 v_0=0$, 来标定焓值是容许的。以这种特殊方式所标定的焓称为标准焓, 并用字母 j 表示, 即

$$j \equiv \frac{\kappa}{\kappa-1} pv = c_p T \quad 1.5(20)$$

由式1.5(18)和(18')也得到:

$$\Delta h_s = c_p T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \quad \text{用于压缩过程} \quad 1.5(21)$$

$$\Delta h_s = c_p T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \quad \text{用于膨胀过程} \quad 1.5(22)$$

为简化起见, 压比可缩写成 Π , 而且

$$\Pi \equiv \frac{p_2}{p_1} \quad \text{用于压缩过程}$$

$$\Pi \equiv \frac{p_1}{p_2} \quad \text{用于膨胀过程} \quad 1.5(23)$$

显然 $\Pi > 1$ 。此外我们定义下列函数:

$$\psi_k(\Pi, \kappa) \equiv \Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \quad \text{用于压缩过程} \quad 1.5(24)$$

$$\psi_e(\Pi, \kappa) \equiv 1 - \Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad \text{用于膨胀过程} \quad 1.5(25)$$

于是, 普遍适用的方程1.5(18)和(18')可写成如下形式:

$$\Delta h_s = \frac{\kappa}{\kappa-1} p_1 v_1 \psi \quad 1.5(26)$$

对于理想气体则可写成:

$$\Delta h_s = c_p T_1 \psi = j_1 \psi \quad 1.5(27)$$

应用上述方程式时, 应按膨胀过程还是压缩过程分别代入 ψ_e 或 ψ_k 值。有些公式采用式1.5(26)和(27)的简化表达式是合适的。

还应指出, 在利用上述公式计算时, 所代入的 c_p 、 κ 值必须是按式1.5(10)相互对应的, 否之违反第一定律, 并可能引起较大的误差。若代入的 c_p 、 κ 虽然不是准确符合实际, 但满足式1.5(10)的数值, 则产生的误差也总是小的; 反之, 尽管代入的 c_p 、 κ 较精确, 但 c_p 与 κ 未按式1.5(10)准确对应, 故仍会产生较大的误差。

1.6 理 想 蒸 汽

对一般不具有理想气体性质的气体工质, 只要给出该工质下列形式的热力和量热状态方程, 就可完全描述出它的热力特性。

$$pv = z(p, T)RT \quad 1.6(1)$$

$$h = f^*(p, T) \quad 1.6(2)$$

虽然式1.6(1)是理想气体的状态方程, 但它可以表达任意气体的热力特性, 因为可使方程中的系数 $z(p, T)$ 适合试验结果, 用 z 表示实际气体的热力性质与理想气体的偏差, 称 z 为实际气体系数。理想气体的 z 值等于1。

等熵指数的定义一般可写成下列形式

$$\kappa \equiv - \frac{v}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s \quad 1.6(3)$$

一旦有了方程1.6(1)和1.6(2), 即能计算任何状态的 κ (参阅文献[1]、[2]、[3])。实际

气体的 κ 值不等于 c_p/c_v ，但通常在很大的状态变化范围内， κ 的变化范围很窄，因此在某一范围内用不变的平均值计算时，不会产生较大的误差。对于等熵过程，可以应用公式1.5(15)，利用式1.5(18)、(18')可以计算等熵焓差。在式1.5(18)和(18')中，方括号前面的乘数在理想气体的特殊情况下与焓是等同的。此时只要求特别标定焓的零点。而在实际气体的情况下，就不可能再把它们看成是等同的了。

我们认为， $z(p, T)$ 存在着一种特殊的变化规律，所以可用下列方程表示有关实际气体的焓：

$$h = \frac{\kappa}{\kappa - 1} pv + h_0 \quad 1.6(4)$$

式中 h_0 为确定零点的任意常数。显然可取 $h_0 = 0$ ，这样又与理想气体的情况一样，可用下式定义表示标准焓

$$j \equiv \frac{\kappa}{\kappa - 1} pv \quad 1.6(5)$$

在所研究的状态变化范围内可足够准确地取 κ 为常数。

为了证明上述论点，可根据热力学基本方程

$$Tds = dj - vdp \quad 1.6(6)$$

立即得到

$$\frac{Tds}{j} = \frac{dj}{j} - \frac{vdp}{j} \quad 1.6(7)$$

将方程1.6(1)和(5)代入上式得

$$\frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{ds}{zR} = \frac{dj}{j} - \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{dp}{p} \quad 1.6(8)$$

式1.6(8)等号右边是一个全微分，是可以积分的；因而等号的左边也同样应是全微分。由于 κ 和 R 均为常数，因而 $\frac{ds}{z}$ 必须是全微分，而第二定律要求 ds 是全微分。由此证明所作的论断是正确的，其必要和充分的条件是 ds 和 $dy \equiv \frac{ds}{z}$ 有全微分的性质。

关于这一点用几何图形可以得到最清楚的说明。在图1.6.1上不仅将 s ，而且将 y 画成 p 和 v 的函数（由于 p 和 v 能唯一地确定状态，所以任一状态的参量都可表示成这两个变数的函数）。这些函数用位于 pv 平面上方的曲面表示出来。若状态由 A 经 C 变化到 B 点，则 s 相应地由 s_A 变化到 s_B 。当沿着任一其它路径时，例如经过 D 点，则在 s 面上总可达到同一 B' 点。若沿 ACB 变化，并用相应状态下的 z 去除每段 ds 时（ z 值由图1.6.1中右边的图求得），则得 dy ，从而得到过程曲线 $A''C''B''$ 。但是，若依同法沿 ADB 变化，则在任意函数 $z(p, v)$ 下得到另一个终点 B^* 。但 dy 应该是个全微分，即 B'' 和 B' 必须重合。这样 $z(p, v)$ 显然不再可能是一个完全任意的函数。除了在 $z = \text{常数}$ ，变为理想气体的情况以外，只有当 z 仅依赖于 s ，即 $z = f(s)$ 时，才满足 B'' 和 B' 重合的条件。这是 p 和 v （或者 p 和 T ）关系式的一种特殊形式，因为 s 本身也取决于 p 和 v 。对于在 ACB 过程中求得的每个增量 dy ，都可在 ADB 过程中找到与之相等的增量，因为每个 dy 都是由 $ds/z(s)$ 给定

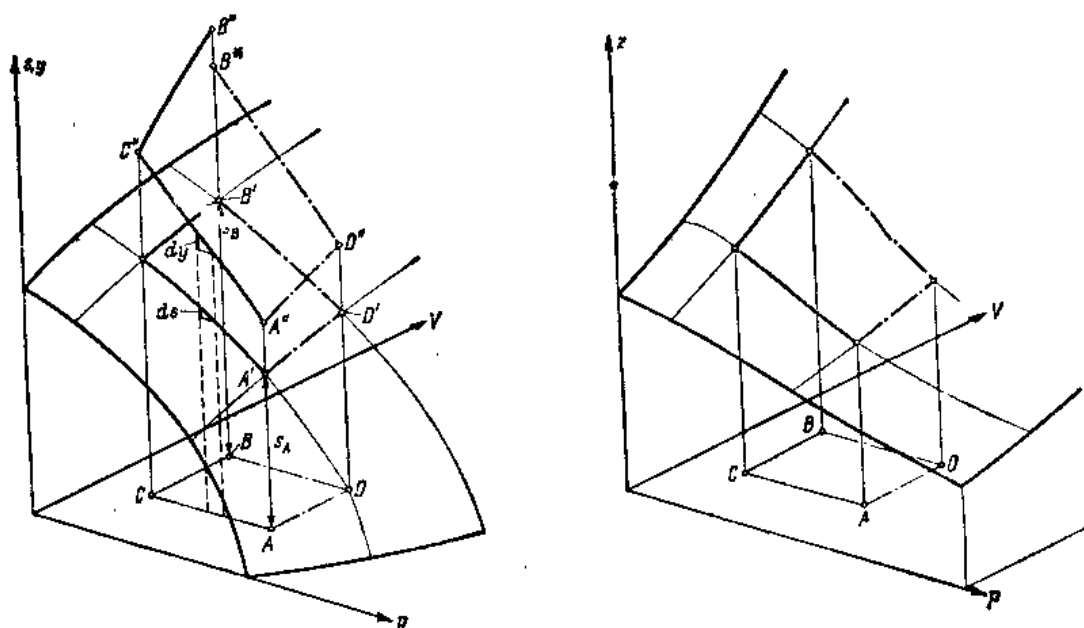


图 1.6.1 理想蒸汽原理图

的，并且在各个过程中 s 变化的数值范围均相同。但由于对于某一过程的任一增量 dy ，可求得与之相等的另一过程的 dy ，故最后 dy 的总和与路径无关，实际上得到同一点 B'' 。

我们的论点由此得到证明。设 z 以上述方式依赖于 p 和 T ，即

$$z = f(p, T) \quad 1.6(9)$$

则可用式1.6(4)来表示焓 h ，因此就可能按式1.6(5)引入标准焓。满足上述条件的工质称做理想蒸汽。理想蒸汽提法在各文献中并不都具有相同的意义。在本书中理想蒸汽的含义与德聪所说的相同^[7]，而莱布所提的则是另一种意义^[8]。

剩下尚待回答的问题是，具有上述性质的工质在自然界中是否存在？事实上大多数的工质具有完全另外一种特性。有趣的是，水蒸汽恰好近似满足这一条件，即在所有物质中水蒸汽最接近理想蒸汽。图1.6.2是水蒸汽的 $z(p, T)$ 图，图中虚线为 $s = \text{常数}$ 曲线。倘若 s

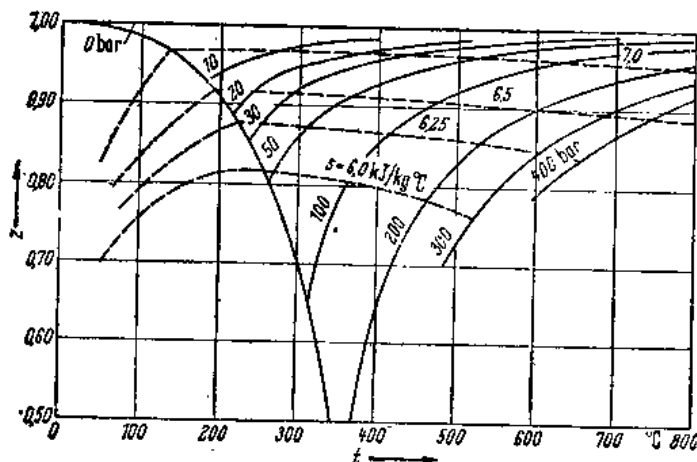


图 1.6.2 水蒸汽的实际气体系数 z 与 p 、 T 的关系（图中画有等熵线）

准确地沿水平线变化, 则能严格满足式1.6(9)。虽然情况不是这样, 但 s 线变化 毕竟较平坦, 以致在超过100℃的温度范围时, 可直接用部分直线来表示。这样, 整个 z 图应作相应扭曲, 而由此引起的误差很小。

图1.6.3及图1.6.4分别表示水蒸汽的等焓指数和过热蒸汽的等熵指数, 两张图均系根据文献[2]。巴赫给出的值有某些差异, 但这种差异实际上影响不大。等焓指数定义如下

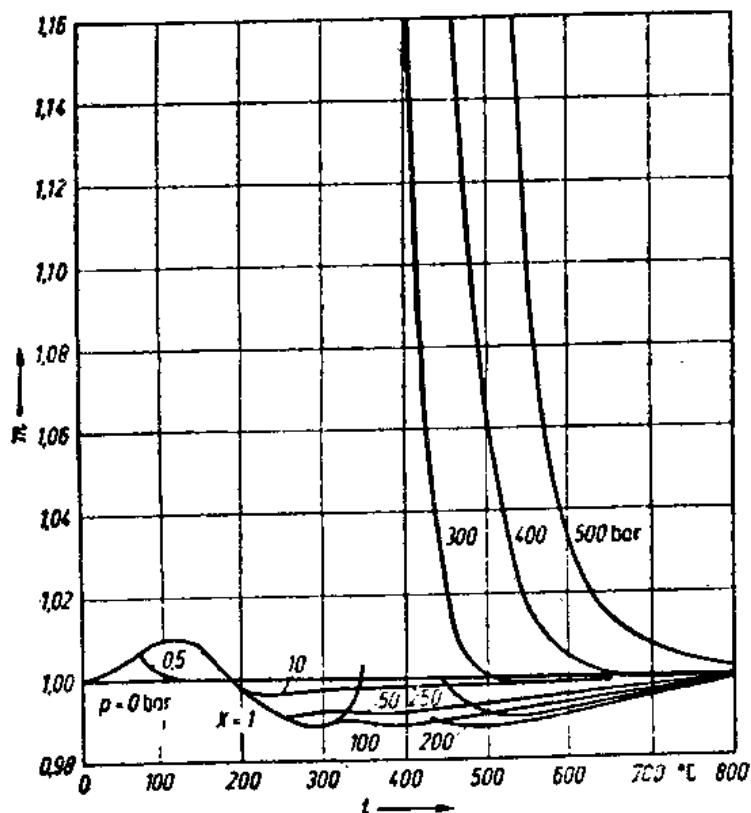


图 1.6.3 水蒸汽的等焓指数 m (根据文献[2])

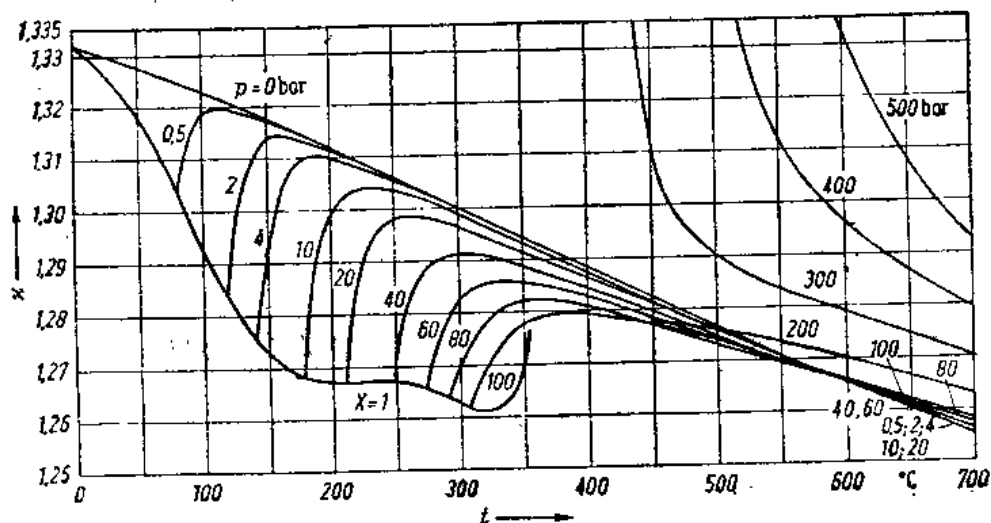


图 1.6.4 过热水蒸汽的等熵指数 x (根据文献[2])