

高等学校试用教材

透平机械原理

(修订本)

哈尔滨工业大学 王仲奇 秦 仁 编著

GAODENG XUE
XIAO JIAO CAI

机械工业出版社

前 言

本书是在1981年出版的高等学校试用教材《透平机械原理》基础上,根据1984年9月高等学校热力涡轮机械专业教材编审委员会制订的新教学计划和教学大纲以及审定的修改大纲修订的。

本书分上下两篇。上篇为透平原理,下篇为压气机原理。

随着计算机技术的飞快发展和计算方法的不断完善,透平机械三元流动理论及基于此理论的计算方法,已经作为一种常规的计算方法应用于透平机械的实际设计中,所以,经过反复考虑,本书保留了有关完全径向平衡方程及其求解方法的内容,但作了必要的精简和压缩。

考虑到教学的要求,没有将现有的计算方法和实验结果一一介绍,而是着重讨论了被实验证明是可靠的和多数工厂、研究单位正在应用的有关内容。

《工程热力学》和《空气动力学》是《透平机械原理》的前修课。除了对其中一些常用的气体动力学基本方程作了必要的介绍外,其它内容本书均未收入。因此,阅读本书时,应具备热力学和气体动力学方面的基本知识。对于透平机械一些专门性和较深的内容,例如叶栅绕流计算、曲线坐标系中完全径向平衡方程的求解等,由于它们已超出了《透平机械原理》教学大纲所规定的内容,故也未编入。

本书保留了第五章向心式透平的有关内容。我们感到,用尽可能少的篇幅介绍一种向心式透平的计算方法对扩大学生的知识面是必要的。

考虑到蒸汽透平变工况计算时,级的详细变工况计算是必须掌握的内容,所以,这次将这部分内容编入了本书中。

在编写过程中注意了上、下篇内容的衔接和协调,既避免两部分内容不必要的重复,又要保持两部分内容各自的相对独立性,使各校在授课时有可能侧重某一部分。

本书可作为高等学校热力涡轮机械专业教材,也可供航空发动机、船舶涡轮机等有关专业师生和工程技术人员参考。

本书上篇由王仲奇编写,下篇由秦仁编写。

在修订本书教学大纲时,上海交通大学的王兆华、钟芳源、吴铭岚;西安交通大学的蔡颐年、向一敏、沈祖达;清华大学的敦瑞堂、叶大均;上海机械学院的王乃宁、李燕生、沈炳正等同志以及上述学校的任课教师都对本书的内容提出过中肯的、具体的修改意见。

本书主审西安交通大学向一敏审阅了全书文稿,并提出了许多宝贵的修改意见。

对以上诸同志,作者表示衷心的感谢。

由于作者水平所限,错误和不妥之处在所难免,希读者批评指正。

作者 1987年7月

目 录

上篇 透平原理

第一章	绪论	1
第二章	流道中的一元流动	5
§ 2-1	气体动力学基本方程	5
§ 2-2	流道横截面积与气流参数间的 关系	8
§ 2-3	气动力学中的无因次参数	9
§ 2-4	气体在喷管中的流动	12
第三章	轴流式透平短叶片级的 气动力计算	16
§ 3-1	透平级的工作原理	16
§ 3-2	透平级的气动力计算	19
§ 3-3	透平级的轮周效率	32
§ 3-4	透平静叶片和动叶片高度的确定	42
§ 3-5	气体在速度级内的流动	44
§ 3-6	级内损失和级的内效率	50
§ 3-7	计算例题	59
第四章	轴流式透平叶栅的气动 特性	62
§ 4-1	叶栅的几何参数和气动参数	62
§ 4-2	叶栅中能量损失的研究方法	64
§ 4-3	叶型损失	67
§ 4-4	平面叶栅的出口气流角	74
§ 4-5	端部损失	75
§ 4-6	轴流式透平叶栅实验综合数据	79
第五章	轴流式透平长叶片级的 气动力计算	92
§ 5-1	引言	92
§ 5-2	简单径向平衡方程的求解	93
§ 5-3	等环量扭曲方法	96
§ 5-4	等出气角扭曲方法	103
§ 5-5	等密流扭曲方法	106
§ 5-6	几种扭曲方法的比较	112
§ 5-7	计算例题	114
§ 5-8	完全径向平衡方程	116
§ 5-9	完全径向平衡方程的求解	122

第六章	向心式透平	136
§ 6-1	向心式透平的计算基础	136
§ 6-2	向心式透平的效率	140
§ 6-3	向心式透平的设计 ^[16]	143
§ 6-4	计算例题 ^[16]	146
第七章	多级透平	148
§ 7-1	多级透平的特点	148
§ 7-2	重热系数	149
§ 7-3	多级透平中焓降的分配和级数的 确定	154
§ 7-4	透平的轴封	157
§ 7-5	透平的进气管和排气管	162
§ 7-6	多级透平的相对内效率	164
§ 7-7	多级透平的轴向推力	165
§ 7-8	计算例题	168
第八章	透平的变工况	176
§ 8-1	引言	176
§ 8-2	变工况时喷管的工作	176
§ 8-3	级内气体流量与热力参数的关系	181
§ 8-4	已知初参数时级的变工况计算	184
§ 8-5	已知终参数时级的变工况计算	186
§ 8-6	级组内气体流量与热力参数的 关系	190
§ 8-7	变工况时级的反动度的变化	194
§ 8-8	变转速透平	196
§ 8-9	相似工况和相似参数	202
§ 8-10	透平特性	211
参考文献		225

下篇 压气机原理

第九章	轴流式压气机基元级理论	227
§ 9-1	轴流式压气机概述	227
§ 9-2	基元级的理论功	228
§ 9-3	基元级的增压原理、压缩功	230
§ 9-4	基元级的各种效率	233
§ 9-5	基元级的速度三角形	235
§ 9-6	基元级的(运动)反动度和各种 反动度的级	238

§ 9-7 基元级的无因次参数和无因次速度三角形	241	部分的变化	295
§ 9-8 临界马赫数 M_{cr} 及最大马赫数 M_{max}	244	§ 12-3 多级压气机的级间相互影响	299
第十章 压气机平面叶栅的实验数据及其设计应用	247	§ 12-4 轴流式压气机的进、排气管	300
§ 10-1 平面叶栅的几何参数和气动参数	247	§ 12-5 多级轴流式压气机的方案计算	303
§ 10-2 压气机平面叶栅的亚声速实验及冲角特性	253	第十三章 离心式压气机	309
§ 10-3 霍维尔 (Howell) 平面叶栅实验综合数据	255	§ 13-1 概述	309
§ 10-4 美航咨委会的平面叶栅实验综合数据	260	§ 13-2 进气管	311
§ 10-5 叶栅效率和基元级效率	265	§ 13-3 工作轮	312
第十一章 轴流式压气机级的工作原理	270	§ 13-4 无叶扩压器	339
§ 11-1 轴流式压气机叶片的扭曲方法	270	§ 13-5 叶片式扩压器	337
§ 11-2 轴流式压气机叶栅中的流动损失	282	§ 13-6 排气蜗壳	342
§ 11-3 美航咨委会的环形叶栅实验数据	284	§ 13-7 离心式压气机设计例题	344
§ 11-4 压气机的跨声速级	286	第十四章 压气机的变动工况	356
第十二章 多级轴流式压气机	293	§ 14-1 压气机的流量特性	356
§ 12-1 多级轴流式压气机的效率	293	§ 14-2 压气机的通用特性曲线	360
§ 12-2 级的基本参数沿压气机通流		§ 14-3 压气机的模化计算	36
		§ 14-4 压气机的气流失速和非稳定工况	363
		§ 14-5 压气机的防喘振措施	368
		§ 14-6 压气机特性的计算方法	371
		§ 14-7 压气机特性曲线的实验获取方法	379
		参考文献	383
		附录	384
		1 气动函数表	384
		II 样条函数	394
		III 国际单位制 (SI) 及其换算	401

上篇 透平原理

第一章 绪 论

蒸汽透平和燃气透平是一种将工质（蒸汽或燃气）的热能转换为机械功的旋转式动力机械。蒸汽透平是现代火力发电厂中应用最广泛的动力机械。燃气透平是一种新型的动力机械，它可以用在火力发电厂来带动发电机，也可以用在飞机、舰船和机车等运输工具上，作为发动机。

蒸汽透平和燃气透平应用于动力工业上，是为了驱动发电机供给大量的电能或驱动其它动力机械（例如大型水泵或高炉鼓风机等），以满足日益发展的工农业生产的需要。目前发电厂的发动机主要是蒸汽透平，作为发电厂用的燃气透平在我国还处在试验研究性的试制阶段。燃气透平在航空上已大量被采用。

透平机械被广泛地应用于国民经济各部门，是因为它们与其它动力机械（蒸汽机和内燃机）比较具有以下几方面的特点。

蒸汽透平和燃气透平都是连续工作的回转式机械。在其内工质的热能，首先转换成动能，然后再将动能转换为机械功。而在活塞式发动机（蒸汽机和内燃机）内，工质的热能将直接转换为机械功。活塞式发动机是一种往复式的动力机械。进入气缸内的工质不能太多，因为进入气缸内的工质增加，必须使活塞的行程增加，以及使气缸的直径增大（与此相应的活塞直径亦增加）。这样，气缸的尺寸及活塞的直径就很庞大，因而增加了活塞往复运动时的惯性力，降低了运行时的安全可靠。而在蒸汽透平和燃气透平内，由于它们是连续回转式机械，所以，可以大大地提高进入其中的工质量，从而提高透平的功率。因此，蒸汽透平和燃气透平的第一个特点：它的功率大。

蒸汽透平和燃气透平的第二个特点：它具有高速性。所谓高速性是指透平叶片的运动速度很高。在分析透平第一个特点时，我们曾说明了进入透平机械中的工质量可以增加。单位时间内流入透平中的工质量与其速度有关。在第三章将要分析，工质的流动速度与透平叶片的运动速度有一定的比例关系，所以工质的增加，必然导致透平叶片运动速度的提高。

蒸汽透平和燃气透平的第三个特点：它有较强的经济性。由热力学得知，提高热力循环的初参数，可以提高热效率。而在蒸汽透平和燃气透平中，则可采用高温高压的蒸汽和燃气。尤其是在蒸汽透平中，各国采用的蒸汽初压可达 $(160\sim 245)\times 10^5\text{Pa}$ ，初温可达 $535\sim 565^\circ\text{C}$ 。此外，在凝汽式蒸汽透平中，由于采用很低的背压（可达 3040Pa ），所以可充分利用蒸汽的做功能力，从而提高透平的工作经济性。

由于以上特点，透平机械与其它动力机械比较，有着显著的优越性。目前各国对透平机械的发展非常重视。

本课程将介绍透平机械的工作原理、气动热力计算和变工况性能。为了使读者了解透平

和压气机在整个透平装置中所处的位置,下面介绍两个简单的透平装置热力循环。

一、蒸汽透平装置的热力循环

如图1-1所示。给水泵1将给水的压力由 p_0 升高到 p_0 ,并将给水打入锅炉中。因给水经过给水泵时温度升高,此过程用绝热压缩线 aa' 表示(图1-2)。在锅炉中,给水在定压下($p_0 = \text{const}$)先被加热至沸点,此过程用 ab 线段表示。然后在锅炉中给水继续被加热,给水蒸发,变为饱和蒸汽。此时加给工质的热量,完全用于使工质由液态变为气态(此过程在图1-2中用 bc 线段表示)。饱和蒸汽从气包内出来进入过热器中,并在其中加热到温度 t_0 ,此加热过程在图1-2中用 cd 线段表示。蒸汽在透平中的实际膨胀过程是有损失的,用曲线 de' 表示此过程。图中 $e'a'$ 线段(或者 $e'ea'$ 线段)表示蒸汽在冷凝器中的冷却过程。在冷凝器中,工质由气态变为液态,将热量排给冷源。

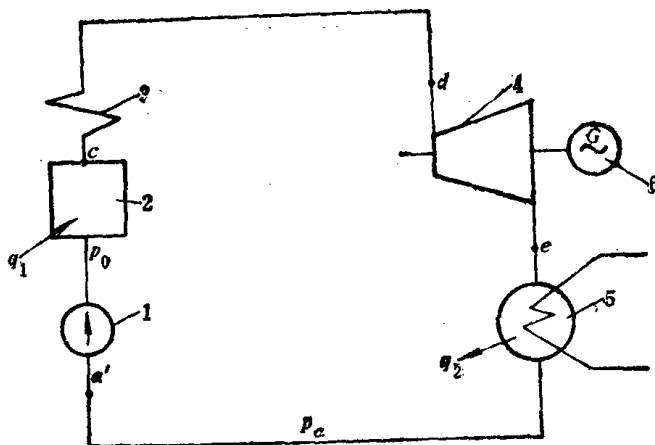


图1-1 蒸汽透平装置

1—给水泵 2—锅炉 3—过热器 4—蒸汽透平
5—冷凝器 6—发电机

在每一循环中,加给每公斤工质的热量用 q_1 表示,排给冷源的热量用 q_2 表示。这样循环热效率为:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}$$

热量 q_1 用图1-2中的面积 $1a'abcd21$ 表示,而热量 q_2 则用图中的面积 $1a'e21$ 表示。

在蒸汽动力装置中,工质的热力膨胀过程如图1-3所示。焓降 h_0 和 h_i 分别表示1kg工质在蒸汽透平内所产生的理想功和有用功。前者称为理想焓降或等熵焓降,后者称为有用焓降。有用焓降 h_i 与等熵焓降 h_0 之比值称为透平的相对内效率。它是衡量透平工作经济性的指标之一,并用 η_{oi} 表示。

$$\eta_{oi} = \frac{h_i}{h_0} \quad (1-1)$$

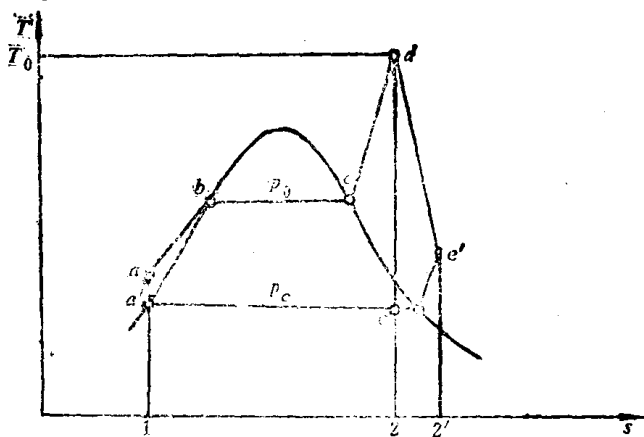


图1-2 温-熵图

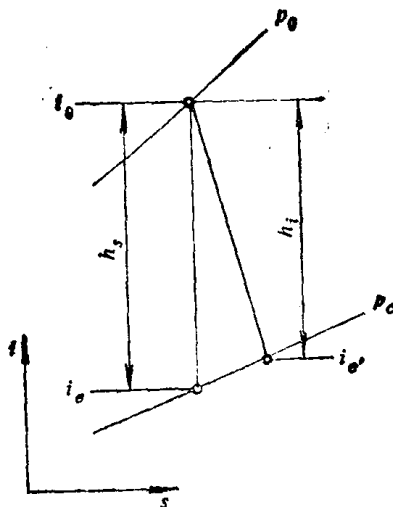


图1-3 焓-熵图

如果每小时通过透平的蒸汽量用 D 表示, 则蒸汽透平每小时所做的功 N_i 表示为:

$$N_i = Dh_s \eta_{oi} \quad (1-2)$$

式中 N_i ——透平的内功, $[N_i]$ 为 J/h;

D ——蒸汽流量, $[D]$ 为 kg/h;

h_s ——等熵焓降, $[h_s]$ 为 J/kg。

或

$$\frac{N_i}{\text{kW}} = \frac{\{D/(\text{kg} \cdot \text{h}^{-1})\} \{h_s/(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1})\} \eta_{oi}}{3.6 \times 10^6} \quad (1-3)$$

如果透平用于带动发电机, 则发电机发出的功率为

$$\frac{N_{ei}}{\text{kW}} = \frac{\{D/(\text{kg} \cdot \text{h}^{-1})\} \{h_s/(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1})\} \eta_{oei}}{3.6 \times 10^6} \quad (1-4)$$

此式中 η_{oei} 为相对电效率。它是电功率 N_{ei} 与透平理想功 N_0 (此功等于 Dh_s) 之比值, 即

$$\eta_{oei} = \frac{N_{ei}}{N_0} = \frac{N_{ei}}{N_e} \cdot \frac{N_e}{N_i} \cdot \frac{N_i}{N_0} \quad (1-5)$$

此处 N_e 和 N_{ei} 分别表示发电机的输入和输出功率。 N_{ei} 与 N_e 之比值是衡量发电机工作经济性的一个指标, 它称为发电机效率, 并用 $\eta_{ei.g}$ 表示, 即

$$\eta_{ei.g} = \frac{N_{ei}}{N_e} \quad (1-6)$$

在式 (1-5) 中, N_i 代表在透平轴上获得的功率, 它称为内功率。 N_e 与 N_i 之比值称为机械效率。它是衡量透平轴承内, 以及带动油泵等所消耗功率多少的一个指标, 并用 η_m 表示:

$$\eta_m = \frac{N_e}{N_i} \quad (1-7)$$

透平的内功率 N_i 与其理想功率 N_0 之比值称为透平的相对内效率, 如下式表示:

$$\eta_{oi} = \frac{N_i}{N_0} \quad (1-8)$$

将式 (1-6)、(1-7) 和 (1-8) 代入式 (1-5) 得:

$$\eta_{oei} = \eta_{ei.g} \eta_m \eta_{oi} \quad (1-9)$$

由式 (1-9) 不难看出, 相对电效率是由三个效率决定的。提高电机效率是电机工作者的任务, 而机械效率在一般情况下都比较高, 可达 0.99。对透平设计工作者来说, 他的主要任务之一就是提高透平的相对内效率 η_{oi} 。本书内容之一就是讨论如何提高透平的相对内效率的问题。

除了效率, 还可以用汽耗和热耗来衡量透平装置工作的经济性。汽耗的定义是: 每发出 $1 \text{ kW} \cdot \text{h}$ 电所需要的蒸汽量。如果用 d_{ei} 代表汽耗, 则

$$\frac{d_{ei}}{\text{kg} \cdot \text{kW}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}} = \frac{D/(\text{kg} \cdot \text{h}^{-1})}{N_{ei}/\text{kW}} = \frac{3.6 \times 10^6}{\{h_s/(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1})\} \eta_{oei}} \quad (1-10)$$

热耗的定义是: 每发出 $1 \text{ kW} \cdot \text{h}$ 电所需要的热量, 如果用 q_{ei} 代表热耗, 则

$$q_{ei} = d_{ei} q_1 = \frac{3.6 \times 10^6}{\eta_{oi}} \quad (1-11)$$

$$\text{式中} \quad \eta_{ei} = \frac{h_s \eta_{oei}}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} \eta_{oei} \quad (1-12)$$

考虑到式 (1-1) 和 (1-9), 式 (1-12) 变为:

$$\eta_{el} = \eta_i \eta_{el.g} \eta_m \eta_{el}$$

(1-13)

式中 η_{el} ——绝对电效率，它和相对电效率的区别是它考虑了循环热效率。

二、燃气透平装置的热力循环

图1-4表示一个简单燃气透平装置的示意图。压气机1将外界空气吸入，并将其压缩到一定的压力 p_0 。压缩空气被送至燃烧室2。在燃烧室内压缩空气与通过燃油泵4将压力升高的燃料混合燃烧，使工质的温度升高。具有一定压力的高温燃气进入燃气透平3中，并在其中膨胀、做功。工作过了的燃气排入大气。

压气机所需要的功率，是由燃气透平供给的，燃气透平的另一部分功率传给了被带动的机器。

图1-5表示燃气透平装置（或称燃气轮机）的热力循环的温-熵图。这时假定热力循环过程是按工质质量不变的封闭式循环进行的。图中 a 点表示工质在压气机进口状态点。工质在压气机内的压缩过程沿 ab 线段进行。在燃烧室内，热量沿着等压线 bd 加给工质， d 点表示进入燃气透平时工质（燃气）的状态。在燃气透平内，工质膨胀做功（图1-5上的 de 线）。工作过了的燃气从燃气透平排出，并沿 ea 线被冷却到原来状态（对开式循环，实际上并不存在这一过程）。

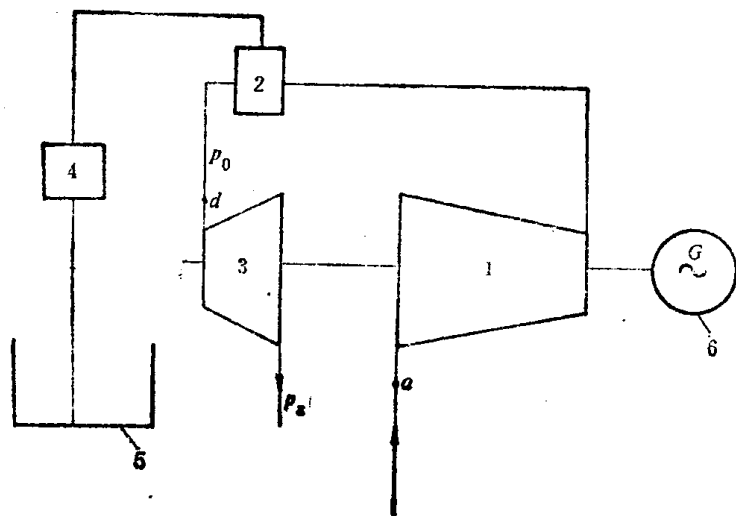


图1-4 燃气透平装置的热力循环
1—压气机 2—燃烧室 3—燃气透平 4—燃油泵
5—油箱 6—发电机

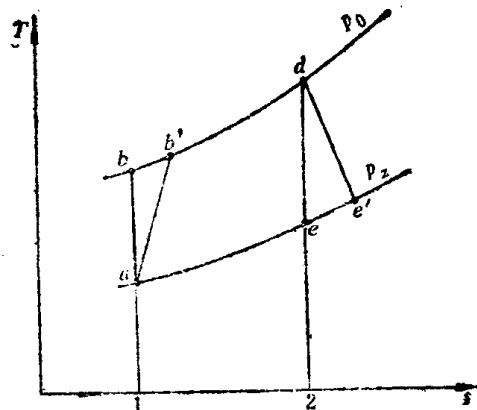


图1-5 燃气透平装置热力循环

从以上介绍的蒸汽透平和燃气透平装置可以看出，虽然两种透平装置不同，但是工质（蒸汽和燃气）在蒸汽透平和燃气透平内的膨胀则是相同的（在温-熵图上都用 de 线段表示）。本书的上篇就是研究 de 线所表示的能量转换过程的基本规律，以及如何更有效地实现工质的热量向机械功的转换。

第二章 流道中的一元流动

气体在透平中的流动是非常复杂的，它不仅具有非定常的三元性质，而且在附面层中气体的粘性将强烈地显示出来。在蒸汽透平的低压部分存在着双相流动（蒸汽和水滴的混合流动）。当激波存在时，流场中将出现间断面，气体参数在激波前后将不连续地变化。由此看来，透平中的气体运动是粘性、非连续和非定常的三元运动。求解这样的气体流动问题是非常困难，甚至是不可能的。然而，在许多实际的工程技术问题中，可以将气体在透平内的复杂运动，根据情况适当地简化。例如，在附面层以外的流场中，可以略去气体的粘性，当流道中流线曲率不大时，将流道中的流动当成是一元流，即认为流动参数仅沿流道轴线 l 变化。

下面讨论气体在流道中作一元流动时，所要遵循的气体动力学基本方程。

§2-1 气体动力学基本方程

一、连续方程

连续方程是质量守恒定律的数学表达式。图2-1表示一个变截面流管。由于流管沿流动方向的横截面积变化不大，以及流管的轴线曲率较小，所以可将流管中的流动看成是一元流动，即认为气流参数在任何一个流管横截面上是均匀分布的。在各个横截面上气流参数非均匀分布时，只要取各个横截面的平均气流参数，一元流动的各个基本方程同样是可用的。

在定常流的条件下，通过图2-1所示的横截面1-1和2-2的气体质量流量分别用 G_1 和 G_2 表示，它们以下式示为：

$$G_1 = \rho_1 c_1 F_1 \qquad G_2 = \rho_2 c_2 F_2$$

或

$$G = \rho c F = \text{const} \qquad (2-1)$$

式中 F ——流管的横截面积；

G ——单位时间内通过流管横截面积 F 的气体质量流量；

ρ 、 c ——相应截面上的气体密度和速度。

将式 (2-1) 取对数，并进行微分后，得：

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dc}{c} + \frac{dF}{F} = 0 \qquad (2-2)$$

式 (2-1) 或 (2-2) 为一元近似条件下的连续方程。它表示密度 ρ 、速度 c 和流管横截面积 F 三者之间的关系。

二、运动方程

所谓运动方程，就是牛顿第二定律的数学表达式。它是联系作用于流体上的力与流体速度变化的基本方程。

图2-1表示一个流道，令 l 为气体在流道中的流动方向。在流道中任取一横截面1-1，其面积用 F 表示，此横截面上的气流速度和压力分别用 c 与 p 表示。沿气流方向，在横截面1-1

附近取横截面2-2, 该截面上的压力和面积分别为 $p + (\partial p / \partial l) dl$ 和 $F + (\partial F / \partial l) dl$ 。令 τ_w 表示流道壁面摩擦应力, 而 dF_w 表示对应 dl 段上的壁面微元环面积。根据牛顿第二定律, 得:

$$Fp - \left(p + \frac{\partial p}{\partial l} dl \right) \left(F + \frac{\partial F}{\partial l} dl \right) + \frac{p + p + \frac{\partial p}{\partial l} dl}{2} \left(F + \frac{\partial F}{\partial l} dl - F \right) - \tau_w dF_w \cos \alpha = \rho F dl \left(\frac{Dc}{dt} \right)_l$$

式中 $(Dc/dt)_l$ 表示流体的加速度在 l 方向上的投影。如果令流道壁面微元环面积在 l 方向上的投影与微元体积 $F dl$ 之比为 $4/D_e$, 则上式经过化简并略去高阶微量后, 得:

$$\frac{Dc}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial l} - \frac{4\tau_w}{\rho D_e} \quad (2-3)$$

式中 D_e ——当量圆管直径, 又称水力直径。

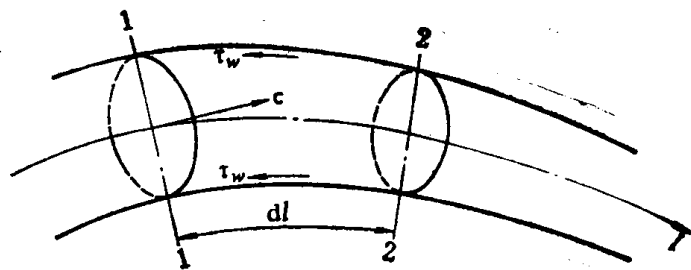


图2-1 推导运动方程用图

在一元流动的条件下, 速度 c 仅是坐标 l 和时间 t 的函数, 所以

$$\frac{Dc}{dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial c}{\partial l} \frac{dl}{dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + c \frac{\partial c}{\partial l}$$

这样, 运动方程 (2-3) 变为:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + c \frac{\partial c}{\partial l} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial l} - \frac{4\tau_w}{\rho D_e}$$

对定常流动, 气流速度 c 和压力 p 仅是坐标 l 的函数, 所以, 这些气流参数对坐标 l 的偏导数, 等于它们对坐标 l 的全导数, 于是得:

$$cdc = -\frac{dp}{\rho} - \frac{4\tau_w}{\rho D_e} dl \quad (2-4)$$

对于理想流动, 摩擦应力 τ_w 等于零 ($\tau_w = 0$), 此时式 (2-4) 变为:

$$cdc = -\frac{dp}{\rho} \quad (2-5)$$

积分后得:

$$\frac{c_{1s}^2 - c_0^2}{2} = -\int_{p_0}^{p_1} \frac{dp}{\rho} \quad (2-6)$$

对于绝热的理想流动, 熵在流动过程中保持为常数 (等熵流动), 所以上式中下角标“s”表示等熵过程。

对于理想的等熵流动 $\tau_w = 0$, 气体状态参数的变化满足等熵过程方程:

$$\frac{p}{\rho^k} = \frac{p_0}{\rho_0^k} = \text{const} \quad (2-7)$$

将此式代入式 (2-6), 积分后得:

$$\frac{c_{1s}^2 - c_0^2}{2} = \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad (2-8)$$

在计算流道出口截面上的气流速度 c_{1s} 时, 作为已知条件常常给定流道进口截面上的气体

状态参数：压力 p_0 、温度 T_0 和流速 c_0 以及出口截面上的气体压力 p_1 ，这样按式(2-8)可计算气流出口速度：

$$c_{1s} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] + c_0^2} \quad (2-9)$$

三、能量方程

能量方程是能量守恒定律的数学表达式。能量守恒定律在热力学上的具体应用就是热力学第一定律。在定常流动的条件下，热力学第一定律的一般形式为：

$$\frac{Dq}{dt} = \frac{Di}{dt} + \frac{D}{dt} \left(\frac{c^2}{2} \right) + \frac{Dh_u}{dt} \quad (2-10)$$

式中 Dq/dt ——单位时间内，流道中单位质量气体从流道外所接受的热量；

Di/dt ——流道中单位质量气体的焓变化率；

$D(c^2/2)/dt$ ——流道中单位质量气体的动能变化率；

Dh_u/dt ——在牵连运动（流道本身的运动）中，单位时间内，单位质量气体对外界所作的功。

由气体动力学得知，气体的焓与绝对运动动能之和称为气体的绝对滞止焓，并用 i^* 表示，即

$$i^* = i + \frac{c^2}{2} \quad (2-11)$$

如果流道中的气体在运动的过程中与外界无热交换（ $Dq/dt=0$ ），则方程(2-10)可改写为：

$$i^* + h_u = \text{const} \quad (2-12)$$

由式(2-12)不难看出，当流道中的气体运动为绝热且定常时，气体在牵连运动方向上对外界的作功率使气体的绝对滞止焓降低。反之，在牵连运动方向上，由外界加于气体的功率全部使气体的绝对滞止焓升高。

如果气体运动时与外界无能量交换（绝能流动—— $Dq/dt=0$ ， $Dh_u/dt=0$ ），能量方程(2-10)简化为：

$$i^* = i + \frac{c^2}{2} = \text{const} \quad (2-13)$$

式(2-13)表明：在绝能流动条件下，气体运动速度的增大或减小，只能靠气体焓的降低或升高来实现。

需要指出，能量方程(2-12)和(2-13)适用于有摩擦和无摩擦两种流动情况。这是因为在一元近似的假定条件下，摩擦仅发生在流体与壁面的接触面上，而流道壁面则是相对静止的，所以摩擦应力 τ_w 不作功。在绝能流动中，粘性效应使气流的动能下降，与此同时，气体的焓必然升高，此时，绝对滞止焓应保持为常数。

利用热力学关系式：

$$c_p - c_v = R \quad (2-14)$$

由于 $k = c_p/c_v$ ，所以焓 i 可表示为：

$$i = c_p T = \frac{kR}{k-1} T \quad (2-15)$$

考虑到气体的状态方程:

$$p = RT\rho \quad (2-16)$$

式 (2-15) 变为:

$$i = \frac{k}{k-1} \frac{p}{\rho} \quad (2-17)$$

对于流道的进口和出口, 式 (2-12) 和 (2-13) 可分别表示为:

$$i_0 + \frac{c_0^2}{2} = i_2 + \frac{c_2^2}{2} + h_s \quad (2-18)$$

和

$$i^* = i_0 + \frac{c_0^2}{2} = i_1 + \frac{c_1^2}{2} \quad (2-19)$$

式 (2-18) 适用于流道内的气体对外界做功的情况, 而式 (2-19) 适用于绝能流动的情况。

下标“2”表示第一种情况下流道出口参数, 而下标“1”则表示第二种情况下流道出口参数。

顾及到式 (2-17), 则式 (2-19) 和 (2-13) 分别为:

$$\frac{k}{k-1} \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{c_0^2}{2} = \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{c_1^2}{2} \quad (2-20)$$

和

$$\frac{k}{k-1} \frac{p^*}{\rho^*} = \frac{k}{k-1} \frac{p}{\rho} + \frac{c^2}{2} = \text{const} \quad (2-21)$$

式 (2-21) 适用于有摩擦和无摩擦两种流动。当绝热指数 k 不变时, 不管是否存在摩擦, 流道中所有横截面上的滞止压力与滞止密度之比均相等。但是, 当摩擦存在时, 沿流动方向滞止压力和滞止密度均逐渐下降。而在无摩擦的绝能流动中, 滞止压力 p^* 和滞止密度 ρ^* 将保持不变。

在绝热流动中, 流道出口的气流速度根据式 (2-20) 可表示为:

$$c_1 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \left(\frac{p_0}{\rho_0} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) + c_0^2} \quad (2-22)$$

当无摩擦时, 压力与密度的变化满足方程 (2-7), 所以

$$c_{1s} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] + c_0^2} \quad (2-23)$$

比较方程 (2-9) 和 (2-23) 可以看出, 对于无摩擦的绝热流动, 运动方程 (2-9) 和能量方程 (2-23) 是相同的。这说明在等熵绝热流动中, 运动方程和能量方程不都是独立的。但是, 在有摩擦损失的绝热流动中, 这两个方程不是同一个方程。

§2-2 流道横截面积与气流参数间的关系

在透平机械中, 流道通常用于使气流加速、减速和改变其流动方向。要使气流在流道中加速, 必须使气体压力沿流动方向下降, 因而气体的密度相应地也下降, 反之, 要使气流在流道中沿流动方向压力升高, 必须使气流速度下降, 在这种情况下气流的密度将相应地增大。由连续方程 (2-2) 可以看出, 气流的速度和密度的变化与流道的横截面积变化有关。首先

讨论绝热等熵流动时, 气体的流速与流道横截面积的变化关系。利用理想流动的运动方程 (2-5) 和声速的定义式, 则得

$$\frac{d\rho}{\rho} = -M^2 \frac{dc}{c} \quad (2-24)$$

式中 M ——马赫数 ($M=c/a$)。

将式 (2-24) 代入连续方程 (2-2), 得:

$$\frac{dF}{F} = (M^2 - 1) \frac{dc}{c} \quad (2-25)$$

式 (2-25) 表示流道中气流速度的变化与其横截面积变化之对应关系。由此不难看出, 速度变化所要求的横截面积变化, 不仅取决于速度本身的变化, 而且也取决于马赫数。当马赫数小于 1 时, 流道横截面积的变化同流速的变化具有相反的符号, 换句话说, 要使亚声速气流在流道中膨胀, 流道的横截面积必须是逐渐收缩的。具有这样流道的喷管称为渐缩形喷管 (图2-2a)。

当马赫数大于 1 时, 流道横截面积变化同流速的变化具有相同的符号。也就是说, 要使超声速气流继续加速, 流道的横截面积沿气流方向应逐渐增大。

具有横截面积逐渐增大的喷管称为渐扩形喷管 (图2-2b)。

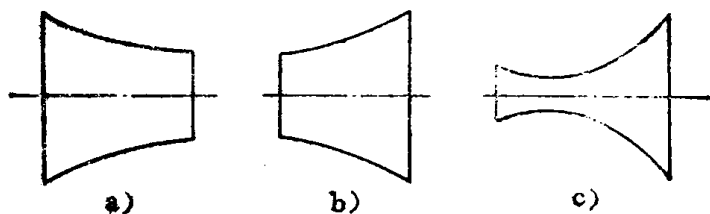


图2-2 喷管横截面积的变化

a) 渐缩形喷管 b) 渐扩形喷管 c) 缩放形喷管

由式 (2-25) 不难看出, 当气流速度等于声速时 ($M=1$), 流道的横截面积变化等于零 ($dF=0$), 这说明, 临界速度发生在流道最小截面处 (图2-2c)。此时的最小截面就是临界截面。如果流道沿气流方向先是渐缩, 后是渐扩, 则这种流道称为缩放形流道。在透平中, 具有这种缩放形流道的喷管称为拉伐尔喷管或缩放形喷管。

§2-3 气动力学中的无因次参数

将气动参数无因次化 (无量纲化) 既有助于揭示流动中的某些物理现象, 也可简化透平的热力-气动力计算。例如上节中的马赫数将流动分为亚声速和超声速, 从而大大地简化了对流动的分析研究。

由气体动力学得知, 除了马赫数以外, 还有一个常用的无因次速度 λ 数。它的定义是气流速度 c 与临界速度 a_{cr} 之比:

$$\lambda = \frac{c}{a_{cr}} \quad (2-26)$$

式中 下角标 “cr” 为临界的意思。

M 数与 λ 数之间的关系为:

$$M^2 = \frac{2}{k+1} \frac{\lambda^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2} \quad (2-27)$$

或

$$\lambda^2 = \frac{\frac{k+1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \quad (2-28)$$

对一定的 k 值, M 数与 λ 数是一一对应的。附录 I 中列出了这两个无因次速度之间的对应关系。

利用这两个无因次速度, 可以大大地简化透平机械中的流动计算, 这是因为许多气动参数 (如压比、温比等) 均可化为 M 数或 λ 数的函数。所谓气动函数就是气动参数以及气体流量等表示为 M 数或 λ 数的关系式。常用的有:

温比

$$\tau(\lambda) = \frac{T}{T^*} = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \quad (2-29)$$

$$\tau(M) = \frac{T^*}{T} = 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \quad (2-30)$$

压比

$$\pi(\lambda) = \frac{p}{p^*} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2-31)$$

$$\pi(M) = \frac{p^*}{p} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2-32)$$

密度比

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\rho}{\rho^*} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (2-33)$$

$$\varepsilon(M) = \frac{\rho^*}{\rho} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (2-34)$$

当无因次速度 λ 等于 1 时, 得临界温比、临界压比和临界密度比。为此只须将式 (2-29)、(2-31) 和 (2-33) 中 λ 数代之以 1, 分别得出:

$$\tau_{cr} = \frac{T_{cr}}{T^*} = \frac{2}{k+1} \quad (2-35)$$

$$\pi_{cr} = \frac{p_{cr}}{p^*} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2-36)$$

$$\varepsilon_{cr} = \frac{\rho_{cr}}{\rho^*} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (2-37)$$

由此不难看出, 临界参数与气体的性质 (绝热指数 k) 以及滞止参数有关。临界参数与滞止参数之比仅与气体性质有关。表 2-1 列出了不同气体的临界参数与滞止参数之比值。

除了以上介绍的温比、压比和密度比这些无因次参数外, 还有一个流量无因次参数。它是以速度 c 通过单位面积的质量流量 (又称比流量) 与临界流量之比值。这个流量无因次参数称为折合流量, 并以 q 表示, 于是

$$q = \frac{c\rho}{a_{cr}\rho_{cr}} = \lambda \frac{\rho}{\rho^*} \frac{\rho^*}{\rho_{cr}} \quad (3-38)$$

将式 (2-33) 和(2-37) 代入, 得:

$$q = \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (2-39)$$

分析公式 (2-39) 可以知道, 当无因次速度 λ 等于零时 ($\lambda = 0$), 折合流量 q 等于零 ($q = 0$)。如将最大无因次速度 λ_{max} 表达式:

$$\lambda_{max} = \frac{c_{max}}{a_{or}} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \quad (2-40)$$

表2-1 无因次气动参数表

绝 热 指 数	k	1.67	1.40	1.33	1.30	1.25	1.20	1.15	1.10
临界温比	τ_{or}	0.7491	0.8333	0.8584	0.8696	0.889	0.6091	0.9292	0.9524
临界压比	π_{or}	0.4867	0.5282	0.5404	0.5457	0.555	0.5645	0.5746	0.5847
临界密度比	ε_{or}	0.6498	0.6339	0.6296	0.6276	0.624	0.6209	0.6173	0.6139

代入式 (2-39), 则折合流量亦为零, 即当流道横截面上的流速达到 λ_{max} 时, 通过该截面上的单位面积的流量为零。这是因为对应该截面上的绝对温度为零, 此时的压力和密度均为零, 所以流量也等于零。实际上这种情况是不存在的, 因为当气体的绝对温度以及压力和密度均为零时, 也就不存在气体, 更谈不上气流速度了, 所以只能将此情况看成是气流不断膨胀的极限情况。既然当无因次速度 λ 等于零和达最大值时, 折合流量 q 都为零, 那么在此二速度间必存在着某一速度, 它对应着折合流量 q 的最大值。为此将式 (2-39) 对无因次速度 λ 取导数, $dq/d\lambda$, 并令其等于零, 即

$$\frac{dq}{d\lambda} = \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \left[\lambda \frac{1}{k-1} \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}-1} \left(-\frac{k-1}{k+1} 2\lambda \right) + \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} \right] = 0$$

由此解出 $\lambda = 1$ 。这说明无因次速度 λ 等于 1 时对应最大的折合流量。如将 $\lambda = 1$ 代入式 (2-39), 得 $q = 1$, 所以折合流量 q 等于 1 对应临界流量。折合流量以及无因次参数 $\tau(\lambda)$ 、 $\pi(\lambda)$ 和 $\varepsilon(\lambda)$ 与 λ 数的变化关系曲线绘于图2-3。

下面讨论如何应用折合流量 q 来计算通过流道任一截面的流量问题。通过流道横截面积为 F 的气体流量 G 可表示为:

$$G = F c \rho = F \frac{c \rho}{a_{or} \rho_{or}} a_{or} \rho_{or} \quad (2-41)$$

考虑到折合流量的定义式 (2-38), 并利用滞止声速和滞止密度分别代换临界

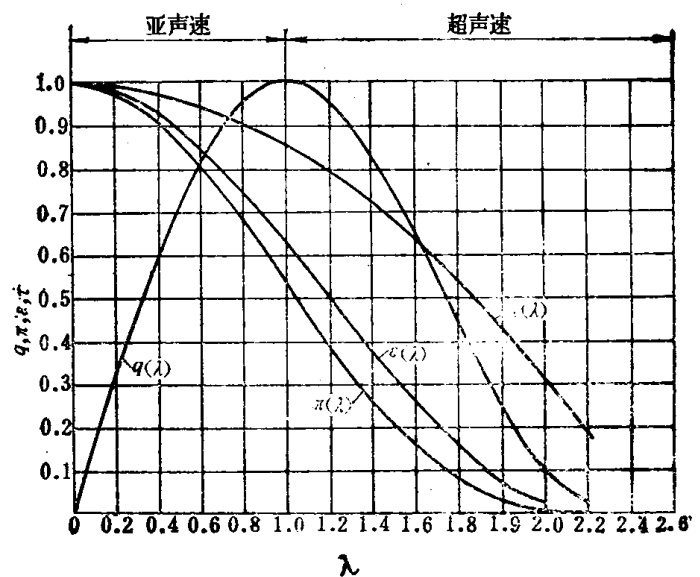


图2-3 气动函数与无因次速度 λ 之关系

声速和临界密度, 则式 (2-41) 变为

$$G = Fq \sqrt{\frac{2k}{k+1} \frac{p^*}{\rho^*} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \rho^*}$$

利用滞止状态下的状态方程消去滞止密度, 经并项后得:

$$G = KF \frac{p^* q}{\sqrt{T^*}} \quad (2-42)$$

式中

$$K = \sqrt{\frac{k}{R} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}} \quad (2-43)$$

系数 K 与气体的性质 (绝热指数 k) 有关。

如果在缩放形流道中为等熵绝能流动, 则喉部截面上为临界流动, 所以此截面上的无因次速度 λ 和折合流量 q 均等于 1。在定常运动的条件下, 通过其它截面上总流量等于通过临界截面上的总流量, 于是由式 (2-42) 得:

$$KF_{cr} \frac{p^*}{\sqrt{T^*}} = KF \frac{p^* q}{\sqrt{T^*}}$$

所以

$$\frac{F_{cr}}{F} = q \quad (2-44)$$

此式表明, 对于缩放形流道中的定常且等熵的流动, 流道的喉部截面积 F_{cr} 与任一截面积 F 的比值等于这个截面上的折合流量 q 之值。

有时用气流的静压 p , 而不是如方程 (2-42) 所示的用气流的滞止压力 p^* 来表示通过流道横截面的流量。为此, 将式 (2-42) 右端改写为:

$$G = KF \frac{p^* p q}{p \sqrt{T^*}} = KF \frac{p}{\sqrt{T^*}} y \quad (2-45)$$

式中

$$y = q \frac{p^*}{p}$$

将式 (2-39) 和 (2-31) 代入, 则得:

$$y = \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{-1} \quad (2-46)$$

气动函数 y 如同以上介绍的几个气动函数一样, 与气体的性质和气流 的无因次速度有关。如何应用这些函数进行透平的热力-气动力计算, 将在第八章中介绍。

§2-4 气体在喷管中的流动

透平机械的喷管流道是由两个相邻的静叶片和上下两块环板所组成 (图2-4a)。它用于使气体的热能转换为动能, 并使气流获得某一定方向。图2-4表示沿喷管环平均半径处的切面展开图。由图可见, 喷管的轴线是曲线形状。气流由喷管流道流出时, 与圆周方向 u 成一角度 α_1 , 其目的是为了使其气流进入动叶流道时, 更好地将其动能转换为机械功。如图2-4b所

