船舶涡轮机原理

刘顺隆　编

哈尔滨船舶工程学院出版社

船舶涡轮机原理

刘顺隆　编

哈尔滨船舶工程学院出版社

内容简介

本书基于热力学和气体动力学的一般原理，讨论涡轮机中气体流动和能量转换的规律；系统地论述了涡轮级和多级涡轮机的基本工作原理、设计方法和叶栅气体动力学的实验研究；研究了以相似理论为基础的变工况性能。

本书着重讨论船用涡轮机有关的相应特点，叙述当前船舶涡轮机广泛采用的轴流式涡轮机有关的问题。

本书可作为高等院校热力涡轮机专业和其它动力机械、能源等专业高年级学生的教材，也可供有关专业的工程技术人员参考。

船舶涡轮机原理
刘顺隆 编

哈尔滨船舶工程学院出版社出版
新华书店首都发行所发行
黑龙江省地矿局测绘大队印刷厂印刷

开本787×1092 1/32 印张13 字数280千字
1990年6月第1版 1990年6月第1次印刷
印数：1—1500册
ISBN 7-81007-087-8/U·17
定价：2.15元

出版说明

根据国务院国发〔1978〕23号文件批转试行的“关于高等学校教材编审出版若干问题的暂行规定”，中国船舶工业总公司承担了全国高等学校船舶类专业教材的编审、出版的组织工作。自1978年以来，完成了两轮教材的编审、出版任务，共出版船舶类专业教材116种，对解决教学急需，稳定教学秩序，提高教学质量起到了积极作用。

为了进一步做好这一工作，中国船舶工业总公司成立了“船舶工程”、“船舶动力”两个教材委员会和“船电自动化”、“惯性导航及仪器”、“水声电子工程”、“液压”四个教材小组。船舶类教材委员会（小组）是有关船舶类专业教材建设的研究、指导、规划和评审方面的业务指导机构，其任务是为作好高校船舶类教材的编审工作，并为提高教材质量而努力。

中国船舶工业总公司在总结前两轮教材编审出版工作的基础上，于1986年制订了《1986年——1990年全国高等学校船舶类专业教材选题规划》。列入规划的教材、教学参考书等共166种。本规划在教材的种类和数量上有了很大增长，以适应多层次多规格办学形式的需要。在教材内容方面力求做到两个相适应：一是与教学改革相适应；二是与现代科学技术发展相适应。为此，教材编审除贯彻“打好基础，精选内容，逐步更新，利于教学”的原则以外，还注意了加强实践性教学环节，拓宽知识面，注重能力的培养，以适应社会

主义现代化建设的需要。

这批教材由各有关院校推荐，同行专家评阅，教材委员会（小组）评议，完稿后又经主审人审阅，教材委员会（小组）复审。本规划所属教材分别由国防工业出版社、人民交通出版社以及各有关高等学校的出版社出版。

限于水平和经验，这批教材的编审出版工作还会有许多缺点和不足，希望使用教材的单位和广大师生积极提出宝贵意见，以便改进工作。

中国船舶工业总公司教材编审室

1988年3月

前　　言

本书是根据（1986年）全国高校船舶动力类专业教材会议制定的“燃气轮机”专业中《船舶涡轮机原理》课程教学基本要求（约54学时）编写的。

《热力学》、《流体力学》和《气体动力学》是《船舶涡轮机原理》的先导课程，学生在学习本课程之前应该对船舶涡轮机的结构有一般性的了解。

本书的任务是阐明热力涡轮机的基本工作原理，力图把燃气轮机和（兼顾的）蒸汽轮机的理论互相衔接起来，以拓宽学生的知识面。并且力求结合当前工程设计中新的科研成果来丰富、开拓本门学科的基础理论。本课程着重讨论船用涡轮机有关的特点，主要叙述当前船舶涡轮机广泛采用的轴流式涡轮机有关的问题。全书除绪论外，共分6章：

第1章讨论适用于涡轮机的气动热力学基本方程，以及伴随功能转换时工质流动所遵循的基本规律。

第2章利用一元流动理论，研究了涡轮机基元级的工作原理，以及涡轮级的工作过程和功能转换特点；讨论了各种参数选择对轮周功、级效率等级特性的影响；介绍了涡轮机短叶片级的气动计算。

第3章讨论叶栅流道中的实际流动，分析流动损失的物理原因，以及影响这些损失的诸因素，介绍平面叶栅的测试方法和实验结果的应用。

第4章介绍涡轮机长叶片级的径向平衡计算，确定气动参数沿径向的分布。

第5章讨论多级涡轮机中焓降分配、热重获现象、轴封装置、进排气管等整个涡轮机的工作原理。

第6章研究非设计工况下的涡轮机工作特性，介绍以相似理论为基础的变工况计算方法。

本书作为教材使用时，对涡轮机长叶片级的气动计算，涡轮机变工况等内容较为丰富的章节，可根据教学要求进行适当删减。

本书由上海交通大学吴铭岚教授主审。哈尔滨工业大学王仲奇教授、武汉海军工程学院张俊迈副教授亦对原稿进行了详细的审阅，并提出了很多宝贵意见。在编写过程中，作者得到船舶动力类专业教材委员会副主任杨光升教授以及作者的同事李赫教授和刘光宇副教授的大力帮助。在此，对以上同志表示衷心的感谢。

由于水平所限，时间仓促，错误在所难免，殷切希望读者批评指正。

编　者

目　录

绪　论

涡轮机（或称透平）是以连续流动的燃气或蒸汽为工质，以叶片为主要工作元件，通过工质在叶片机构中膨胀将热能转换为机械功的旋转式动力机械。它是燃气轮机和蒸汽轮机的主要组成部分。蒸汽轮机除作为火力发电厂中应用最广泛的动力机械外，也是现代最主要的船用发动机。燃气轮机不仅在航空工业中占有统治地位，而且在陆用发电、天然气输送、石油、铁路和造船工业中已得到广泛的应用，船用燃气轮机是水面舰艇的一种重要动力，既可作为推进装置的加速机，又可作为巡航机。

燃气轮机和蒸汽轮机与其它动力机械(内燃机、蒸汽机)相比具有如下的特点：透平机械是连续工作的回转式机械，伴随着工质的高速流动、工作元件的高速运转和工质流量的大大增加，因此，运转平稳、安全可靠，且具有较大的单机功率。此外，燃气轮机还具有尺寸小、重量轻、起动和加速性能好、运行维护简单、便于远距离集中控制、可以少用水等一系列优点；蒸汽轮机不仅在发展过程中得到不断的完善，已经达到很高的水平，而且对新能源具有良好的适应性，如直接在原子能和太阳能动力装置中作为原动机应用。

涡轮机的研究涉及到热力设计和工作特性；零件结构和强度计算；冷却方式和高强度材料；以及制造工艺等广泛的综合性课题。各个课题所需要依据的基本理论又各不相同，这些课题既相互关联彼此影响，又有各自的特点和研究方

法。船舶涡轮机原理主要研究船用涡轮机的热力设计和工作特性，它的主要理论依据是热力学和气体动力学。具体来说它包括以下四个方面：

（1）阐述涡轮机中能量转换以及工质流动所遵循的基本规律；

（2）详细分析通流部分中的能量损失以及各种气动热力参数、几何参数对效率的影响；

（3）介绍气动热力设计和试验研究的理论和方法；

（4）分析非设计工况的工作特性。

为了实现上述要求，需要遵循正确的途径进行涡轮机原理的研究。

涡轮机一般由一列固定于静子上的静叶片和一列装在转子上与转子一起转动的动叶片所组成的级串联起来，加上进、排气装置组成。因此涡轮级是完成高温高压的工质所具有的热能转换为机械功的基本单元。在研究涡轮级的工作原理的基础上进而讨论整个涡轮机的工作原理。涡轮机虽然是若干个工作条件和结构相类似的独立的涡轮级依次排列而构成，但它并非是简单的组合。涡轮机的工作以级的工作为基础，但又从量变到质变，形成整个涡轮机的工作原理。涡轮级和涡轮机的工作原理的研究为涡轮机的气动热力设计奠定了基础，而这些理论在工程设计中的具体应用必然会深化和发展涡轮机原理的知识。

作为一门技术性很强的专业课，必须把基本理论，试验研究和实际应用紧密相结合，必须有清晰的物理概念和具体的工程研究方法。本课程将为船舶涡轮机的气动热力设计和试验研究奠定必要的理论基础。

第 1 章　气动热力学基本方程

质量守恒定律、动力学定律、能量守恒定律等基本定律与气体的特定性质无关，适用于任何气体，其数学表达式气动热力学基本方程是揭示涡轮机中工质流动及其能量转换的基本方程。

涡轮机通流部分中气体的运动是一种性质极为复杂的，同时又伴随能量传递（和热交换）的高温可压缩粘性气体的，三元不定常的流动过程。在实际工程设计计算和试验研究中，通常假定气体在涡轮机中的流动是一种在静叶片内的绝对运动和动叶片内的相对运动是定常的，在附面层外的主流区可以忽略粘性力的，与外界绝热的，轴对称流动。在流道横截面变化不大，流线曲率甚小的涡轮短叶片中，气体的运动常常采用一元流动近似。实践证明，以上简化对于涡轮机中的气体流动的计算，基本上能获得足够的精确度。

此外，涡轮机的气动设计和试验研究还必须有状态方程、比热、粘性等热力学关系和气体的一些物理特性。这些基本定律和补充方程在热力学和气体动力学中已有详细研究，本章简要讨论有关适用于涡轮机原理的最重要的气动热力学基本方程。

§1-1　输运公式

自然界的普遍规律都是指某一物质系统的物质运动的基

本定律，由拉格朗日方法导出的相应的基本方程只适用于系统。然而连续介质力学常常应用欧拉法，以便于场论等数学工具的应用和流体运动状态的描述。为此需要建立系统研究方法和控制体研究方法之间的关系，使得适用于系统的基本方程表示为适用于控制体的方程。而输运公式，即系统广延量的随时间变化率的欧拉表达式正是提供了两者之间的联系。

定义系统的某种广延量

$$N=\int_{\tau_0}\phi(\mathbf{r},\ t)\mathrm{d}\tau_0 \tag{1-1}$$

其中 ϕ $(\mathbf{r},\ t)$ 可以是空间坐标及时间的标量或矢量函数，τ_0是系统的体积，它将随时间而变化。

N对于时间的变化率称为系统导数，它可以表示为

$$\frac{\mathrm{D}N}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{d}t}\int_{\tau_0}\phi(\mathbf{r},\ t)\mathrm{d}\tau_0 \tag{1-2}$$

或 $$\frac{\mathrm{D}N}{\mathrm{d}t}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{N_{t+\Delta t}-N_t}{\Delta t}$$

如图1-1所示

$$N_{t+\Delta t}=\left(\int_{\tau_{0\mathrm{II}}}\phi\mathrm{d}\tau_0+\int_{\tau_{0\mathrm{III}}}\phi\mathrm{d}\tau_0\right)_{t+\Delta t}$$

$$N_t=\left(\int_{\tau_{0\mathrm{I}}}\phi\mathrm{d}\tau_0+\int_{\tau_{0\mathrm{II}}}\phi\mathrm{d}\tau_0\right)_t$$

则 $$\frac{\mathrm{D}N}{\mathrm{d}t}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\left(\int_{\tau_{0\mathrm{II}}}\phi\mathrm{d}\tau_0\right)_{t+\Delta t}-\left(\int_{\tau_{0\mathrm{II}}}\phi\mathrm{d}\tau_0\right)_t}{\Delta t}$$

$$+\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\left(\int_{\tau_{0\mathrm{III}}}\phi\mathrm{d}\tau_0\right)_{t+\Delta t}}{\Delta t}-\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\left(\int_{\tau_{0\mathrm{I}}}\phi\mathrm{d}\tau_0\right)_t}{\Delta t}$$

上式右边第一项，当$\Delta t\to 0$时，$\tau_{0\mathrm{II}}\to\tau_0=\tau$，因为在时间 t系

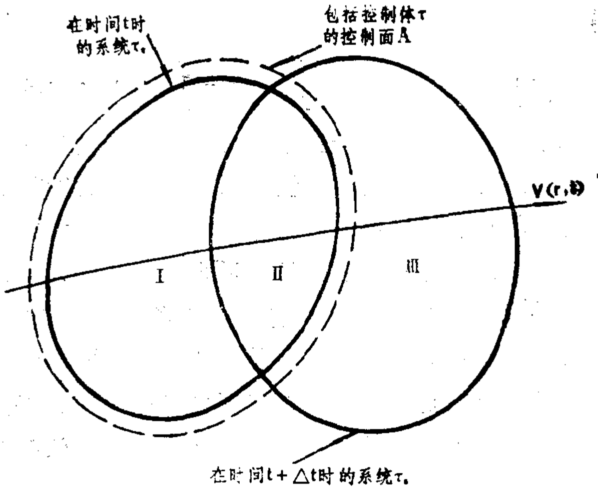

图1-1 系统和控制体的关系

统的体积τ_0等于控制体的体积τ，因此该项可写为

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{\tau}\phi \mathrm{d}\tau$$

而第二项、第三项中积分分别表示物理量ϕ在Δt时间内进入区域Ⅲ和离开区域Ⅰ的总量。即

$$\left(\int_{\tau_{0\text{Ⅲ}}}\phi \mathrm{d}\tau_0\right)_{t+\Delta t}\approx\int_{A_{0\text{Ⅱ}右}}\phi(\mathbf{V}\cdot\mathbf{n})\Delta t\mathrm{d}A_0$$

$$\left(\int_{\tau_{0\text{Ⅰ}}}\phi \mathrm{d}\tau_0\right)_{t}\approx-\int_{A_{0\text{Ⅱ}左}}\phi(\mathbf{V}\cdot\mathbf{n})\Delta t\mathrm{d}A_0$$

其中A_0是包围系统τ_0的边界面，当$\Delta t\rightarrow 0$时，$A_{0\text{Ⅱ}}\rightarrow A_0=A$，因为在时间$t$系统的边界面等于控制面。因此这两项之差等于

$$\lim_{\Delta t\rightarrow 0}\frac{\oint_{A_{0\text{Ⅱ}}}\phi(\mathbf{V}\cdot\mathbf{n})\Delta t\mathrm{d}A_0}{\Delta t}=\oint_{A}\phi(\mathbf{V}\cdot\mathbf{n})\mathrm{d}A$$

最后得

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{d}t}\int_{\tau_0}\phi\mathrm{d}\tau_0=\frac{\partial}{\partial t}\int_{\tau}\phi\mathrm{d}\tau+\oint_A\phi(\mathbf{V}\cdot\mathbf{n})\mathrm{d}A \quad (1-3)$$

式中 **V**是控制面上的流体速度，**n**是控制面A的外法线单位矢量。式（1-3）通常称为输运公式，用控制体的量来表示任一广延量N的系统导数，它把适用于系统的基本方程表示为适用于控制体的方程。右边第一项表示在控制体中，在时刻t广延量N随时间的变化率，它是由流场的不定常性造成的；第二项表示在同一时刻广延量N通过控制面A的净流动速率。值得指出的是输运公式在非惯性坐标系中也完全适用。对于一个确定的坐标系而言，时间导数可以放在积分号内，因此，

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{d}t}\int_{\tau_0}\phi\mathrm{d}\tau_0=\int_{\tau}\frac{\partial\phi}{\partial t}\mathrm{d}\tau+\oint_A\phi(\mathbf{V}\cdot\mathbf{n})\mathrm{d}A \quad (1-4)$$

利用n阶张量**P**的高斯散度公式

$$\oint_A\mathbf{n}\cdot\mathbf{P}\mathrm{d}A=\int_{\tau}\nabla\cdot\mathbf{P}\mathrm{d}\tau \quad (1-5)$$

可以将式（1-4）改写成另一个有用的、全部用体积分表示的形式

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{d}t}\int_{\tau_0}\phi\mathrm{d}\tau_0=\int_{\tau}\left[\frac{\partial\phi}{\partial t}+\nabla\cdot(\phi\mathbf{V})\right]\mathrm{d}\tau \quad (1-6)$$

根据矢量运算法则

$$\nabla\cdot(\phi\mathbf{V})=\mathbf{V}\cdot\nabla\phi+\phi\nabla\cdot\mathbf{V}$$

以及物质导数的定义

$$\frac{\mathrm{D}\phi}{\mathrm{d}t}=\frac{\partial\phi}{\partial t}+\mathbf{V}\cdot\nabla\phi \quad (1-7)$$

则输运公式（1-6）又可写成为

$$\frac{D}{dt}\int_{\tau_0}\phi d\tau_0=\int_{\tau}\left(\frac{D\phi}{dt}+\phi\cdot\nabla\mathbf{V}\right)d\tau \tag{1-8}$$

§1-2 连续方程

连续方程是质量守恒定律的数学表达式。在系统中不存在源或汇的条件下，系统的质量不随时间变化。因为组成系统的物质的质量在经典力学的范围内是不生不灭的。

1. 积分形式的连续方程

任取一体积为$\tau_0(t)$，表面为$A_0(t)$的确定的系统，系统中密度ρ的分布一般说来可以是不均匀的。因此，质量守恒原理的数学表达式为

$$\frac{D}{dt}\int_{\tau_0}\rho d\tau_0=0 \tag{1-9}$$

式（1-9）是拉格朗日型的积分形式连续方程。利用输运公式（1-3），并令$\phi=\rho$，则上式可改写为欧拉型的积分形式连续方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{\tau}\rho d\tau+\oint_{A}\rho(\mathbf{V}\cdot\mathbf{n})dA=0 \tag{1-10}$$

式（1-10）说明，单位时间内通过控制面流出的质量与同时间内控制体质量的增加之和等于零。

2. 微分形式的连续方程

利用输运公式（1-6）、（1-8），则连续方程（1-9）可改写为

$$\int_{\tau}\left[\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho\mathbf{V})\right]\mathrm{d}\tau=0$$

$$\int_{\tau}\left(\frac{\mathrm{D}\rho}{\mathrm{d}t}+\rho\nabla\cdot\mathbf{V}\right)\mathrm{d}\tau=0$$

由于被积函数的连续性及积分区域的任意性，欲使上两式成立，必须要被积函数处处为零，即

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho\mathbf{V})=0 \qquad (1\text{-}11)$$

$$\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{D}\rho}{\mathrm{d}t}+\nabla\cdot\mathbf{V}=0 \qquad (1\text{-}12)$$

式（1-11）、（1-12）称为欧拉型的微分形式连续方程。式（1-11）的第一项代表单位体积内由于密度场的不定常性引起的质量变化；第二项代表流出单位体积表面的流体质量。式（1-12）中，第一项表示相对密度变化率，第二项表示相对体积变化率，为维持体积元内质量不灭，必须要求相对密度变化率等于负的相对体积变化率。

对于定常运动，$\frac{\partial\rho}{\partial t}=0$，于是式(1-11)简化为

$$\nabla\cdot(\rho\mathbf{V})=0 \qquad (1\text{-}13)$$

此式说明定常运动时单位体积流进和流出的质量应相等。

对于不可压缩流体，$\frac{\mathrm{D}\rho}{\mathrm{d}t}=0$，于是式(1-12)简化为

$$\nabla\cdot\mathbf{V}=0 \qquad (1\text{-}14)$$

这就是说，由于流体微团的密度、质量在随体运动中都不变，所以流体微团的体积在随体运动中也不变。式（1-14）还说明，不可压缩流体的速度场是无源场。

利用连续方程（1-12），可将输运方程（1-8）改写成