

涡轮增压器原理

朱梅林 主 编

503138

國防工業出版社

503138

TKA

涡轮增压器原理

朱梅林 主编

11/17/30



C0171086

国防工业出版社

内 容 简 介

本书系统地阐述了涡轮增压器的工作原理。着重阐述了离心式压气机、轴流式涡轮机和径流式涡轮机的工作原理和特性；分析了涡轮增压器的构造及其发展；介绍了有关的流体力学的基础知识。

本书可作为高等学校船舶内燃机专业师生的教学参考书，也可供从事涡轮增压器设计、制造、调试和科研工作的工程技术人员参考。

涡轮增压器原理

朱梅林 主编

*

国防工业出版社 出版

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印刷

*

787×1092¹/₁₆ 印张21¹/₂ 501千字

1982年6月第一版 1982年6月第一次印刷 印数：0,001—3,000册

统一书号：15034·2241 定价：2.20元

前 言

本书系根据全国造船专业教材会议一九七八至一九八〇年的规划编写的，可作为高等学校船舶内燃机专业师生的教学参考书。

船舶内燃机的发展是和废气涡轮增压技术的发展紧密连系在一起的。大、中型内燃机已广泛采用涡轮增压器，并不断提高增压比，正向超高增压的方向发展。因此，从事船舶内燃机设计、制造、调试和研究工作的工程技术人员都必须具备必要的涡轮增压器的知识。

本书是在华中工学院船舶内燃机专业《涡轮增压器原理》1975年版校内教材的基础上改写的，书中总结了近20年的教学经验并作了大量的修改和补充。从船舶内燃机专业师生的需要出发，本书着重阐述了涡轮增压器的工作原理，对压气机和涡轮机的特性给予较多的注意，并对压气机和涡轮机的三元流动分析和模化方法作了介绍。

现在世界上很多国家，特别是科学技术比较发达的国家已普遍采用国际单位制，我国也规定要逐步采用国际单位制，但目前国内采用的还不普及，许多技术资料还是采用工程单位制，因此，本书采用两种单位制并存，书后还有附录《国际单位制和常用单位换算》。

本书由朱梅林同志主编，并编写第一、二、三章，刘伯棠同志编写第四章，吴承雄同志编写第五章。全书的插图是夏冬明同志绘制的。

根据教材编审规划规定，本书稿由第七研究院第十一研究所负责审查。该所王有槐工程师任主审，陈本、孔昭懋、薛丽生、李同福工程师和游添渊同志等十七位工程技术人员参加了审稿工作，提出了许多宝贵的修改意见。在此，编者向他们表示衷心的感谢。

由于我们水平有限，书中不妥之处和错误一定不少，欢迎读者批评指正。

编 者

目 录

主要符号说明·····	1
-------------	---

第一章 流体力学的基本知识

§ 1-1 流体的主要物理特性·····	3
§ 1-2 流动参数·····	5
§ 1-3 流体运动的微分方程式·····	7
§ 1-4 连续方程式·····	9
§ 1-5 能量守恒方程式·····	9
§ 1-6 热力学第一定律的方程式·····	12
§ 1-7 伯努利方程式·····	13
§ 1-8 动量和动量矩方程式·····	14
§ 1-9 音速和马赫数·····	16
§ 1-10 冲波·····	20
§ 1-11 流动状态与雷诺数·····	24
§ 1-12 附面层·····	26
§ 1-13 环流和升力·····	27
§ 1-14 扩压流动和加速流动·····	29
§ 1-15 气体流动的相似性·····	30

第二章 涡轮增压器的构造及其发展

§ 2-1 涡轮增压器的分类·····	34
§ 2-2 轴流式涡轮增压器的构造·····	35
§ 2-3 径流式涡轮增压器的构造·····	39
§ 2-4 涡轮增压器的轴承·····	42
§ 2-5 涡轮增压器的密封装置·····	47
§ 2-6 涡轮增压器的机壳·····	49
§ 2-7 我国涡轮增压器的发展概况·····	51
§ 2-8 国外涡轮增压器·····	55
§ 2-9 涡轮增压器的发展·····	66
§ 2-10 涡轮增压器的系列化·····	70

第三章 离心式压气机

§ 3-1 离心式压气机简图·····	74
§ 3-2 压气机中气体的压缩过程·····	75
§ 3-3 压气机的主要工作参数·····	78
§ 3-4 进气道·····	82

§ 3-5	导风轮	84
§ 3-6	工作轮	88
§ 3-7	工作轮的三元流动分析	109
§ 3-8	扩压器	121
§ 3-9	蜗壳	135
§ 3-10	离心式压气机的热力计算	140
§ 3-11	离心式压气机的特性曲线	153
§ 3-12	离心式压气机的喘振	162
§ 3-13	离心式压气机的通用特性线	163
§ 3-14	离心式压气机特性线的调整方法	166
§ 3-15	离心式压气机的模化方法	174
第四章 轴流式涡轮		
§ 4-1	概述	183
§ 4-2	涡轮叶栅中的气体流动	188
§ 4-3	气体在喷嘴中的流动	199
§ 4-4	气体在工作轮中所作的功	214
§ 4-5	涡轮级中的损失和效率	216
§ 4-6	脉冲涡轮	228
§ 4-7	气流参数沿叶高的变化及叶片的扭转	235
§ 4-8	单级轴流式涡轮的热力计算	244
§ 4-9	轴流式涡轮叶栅中的三元流动分析	248
§ 4-10	涡轮的模化	253
§ 4-11	轴流涡轮的特性	257
第五章 径流式涡轮		
§ 5-1	概述	274
§ 5-2	径流涡轮中的能量转换	275
§ 5-3	气体在喷嘴环中的流动	280
§ 5-4	气体在工作轮中的流动	288
§ 5-5	径流式涡轮中的损失和效率	299
§ 5-6	径流式涡轮设计参数的选择	305
§ 5-7	径流涡轮的热计算方法	313
§ 5-8	径流涡轮工作叶片成型原理	316
§ 5-9	径流涡轮无叶蜗壳流道计算	324
§ 5-10	径流式涡轮的特性	327
附录 国际单位制和常用单位换算		335
参考文献		337

主要符号说明

G —— 气体重量流量;
 N —— 功率;
 π_c —— 增压比;
 π_T —— 涡轮膨胀比;
 η_s —— 等熵效率;
 η_i —— 多变效率;
 c —— 气流绝对速度;
 w —— 气流相对速度;
 u —— 叶轮圆周速度;
 ω —— 叶轮旋转角速度;
 a —— 音速; 气流加速度;
 J —— 哥氏加速度;
 α —— 绝对速度气流角;
 β —— 相对速度气流角; 叶片构造角;
 g —— 重力加速度;
 M —— 马赫数; 力矩; 气体质量;
 Re —— 雷诺数;
 p —— 气体压力;
 P —— 气体和叶片相互作用力;
 v —— 气体比容;
 γ —— 气体比重;
 ρ —— 气体密度; 反动度;
 T —— 气体绝对温度;
 V —— 气体体积;
 μ —— 粘性系数; 功率系数;
 k —— 等熵指数;
 n —— 多变指数; 叶轮转数;
 R —— 气体常数;
 H —— 等熵焓降;
 h —— 实际焓降;
 L —— 功;
 Δh —— 流动损失的焓降;
 ΔL —— 流动损失的功;

ξ —— 损失系数;

φ —— 喷嘴速度系数;

ψ —— 工作叶片速度系数;

x —— 速度比;

D —— 直径;

r —— 半径;

b —— 叶片宽度;

l —— 叶片高度;

F —— 通流面积;

z —— 叶片数目;

压气机与涡轮的特征截面:

$a-a$ 压气机进口;

1-1 叶轮进口; 喷嘴环出口(工作叶片进口);

2-2 叶轮出口(无叶扩压器进口); 工作叶片出口;

3-3 无叶扩压器出口(叶片扩压器进口);

4-4 叶片扩压器出口(蜗壳进口);

$c-c$ 蜗壳出口(压气机出口);

$T-T$ 涡轮机进口;

上角字:

$*$ —— 气流的滞止参数;

下角字:

T —— 涡轮机的参数;

C —— 压气机的参数;

TC —— 涡轮增压器的参数;

各特征截面的参数以该截面序号为下角字标注。

第一章 流体力学的基本知识

本章介绍流体力学的一些基本概念和气体运动的基本方程式。这些方程式在涡轮增压器中得到广泛应用。它们建立了涡轮增压器通流部分各截面上气流参数（如速度、压力、温度和比重等）的相互关系式，用以研究和计算气体与叶片间的能量交换，以及气体在流动过程中的能量形式相互转换情况。

气体在涡轮增压器中的流动具有复杂的空间特性，是粘性可压缩流体的三元流动，而且流动是不稳定的，即涡轮增压器通流部分各点的气流参数随时间而变化。对于粘性可压缩流体的三元不稳定流动，把涡轮增压器通流部分各截面上气流参数相互联系起来的基本方程，不仅是很复杂的，而且对工程计算往往也是不方便的。因此，在实际应用中，常常简化流动现象，作如下假定：

1. 将气体在涡轮增压器中的流动当作稳定流动，即认为涡轮增压器通流部分各点的气流参数不随时间而变化。对于由涡轮和压气机的叶片数目有限和其他因素所引起的脉动现象，通常不予考虑。这不会导致过大的计算误差，因为涡轮增压器中气流的脉动通常具有很高的频率和很小的振幅。

2. 认为涡轮增压器通流部分任一横截面上各点的气流参数都相同，并等于它们的平均值。

因此，本章主要涉及一元的稳定流动，且一般忽略由于气体粘性引起的摩擦力的影响。

§ 1-1 流体的主要物理特性

流体有气体和液体两种。流体在很小的外力作用下，就能使其形状发生改变，并且在外力解除后，也不再恢复其原形。流体只能承受压力，而几乎不能承受任何拉力。气体和液体还有不同的性质。液体的体积随压力和温度变化很小，例如对水施加的压力从1个大气压增至100个大气压时，其体积只改变原体积的0.5%。因此，一般把液体视为不可压缩的流体。气体的体积则随压力和温度的变化而发生显著的改变。因此，气体是容易压缩的，称为可压缩流体。但在某些情况下，气体的体积变化很小，例如气体运动速度不大时就是这样。这时也可忽略其压缩性，把气体作为不可压缩流体处理。

流体是具有重量的。单位体积内的流体重量称为比重(重度)。而单位重量的流体体积被称为比容。假定流体是均质的，则流体的比重为

$$\gamma = \frac{G}{V} \quad (1-1)$$

式中 G ——流体的重量 公斤；
 V ——流体的体积 米³；
 γ ——流体的比重 公斤/米³。

显然，流体的比容为

$$\nu = \frac{1}{\gamma}$$

空气和水在一个大气压下的比重如表 1-1 所示。

表 1-1 空气和水的比重

公斤/米³

温度(°C)	0	4	10	15	20	40	60	80	100
空 气	1.293	1.273	1.247	1.226	1.203	1.128	1.062	1.000	0.945
水	999.87	1000	999.73	999.12	998.23	992.24	983.24	971.83	958.38

流体是具有质量的。质量 M 和重量 G 有如下关系

$$M = \frac{G}{g} \quad (1-2)$$

式中 g ——重力加速度，一般可取 $g = 9.81$ 米/秒²；

M ——流体的质量 公斤·秒²/米。

单位体积内的流体质量称为密度，即

$$\rho = \frac{M}{V} \quad (1-3)$$

式中 ρ ——流体的密度 公斤·秒²/米³。

从公式(1-2)可得

$$G = Mg$$

上式两边除以体积 V ，则得

$$\gamma = \rho g \quad (1-4)$$

理想气体的密度和比重随温度和压力而变化的关系可用气体状态方程式表示，即

$$p = \rho g R T = \gamma R T \quad (1-5)$$

式中 p ——气体的压力 公斤/米²；

T ——气体的绝对温度 °K；

R ——气体常数 公斤·米/公斤·度。对空气，一般取 $R = 29.27$ ；对柴油机的燃烧产物可取 $R = 29.3$ 。

流体是具有粘性的。粘性使流体在运动时会产生内摩擦力(阻力)，这是由于流体分子间的引力和分子间的动量交换而产生的。

流体在运动时所产生的内摩擦力，可用内摩擦定律来确定。设有粘性的流体以较低速度沿固定平板表面流动，如图 1-1 所示。实验证明，沿平板的法线方向速度分布是不均匀的。紧靠平板表面上，由于粘性使分子附着在平板上，流动速度等于零。离平板愈远，则流速愈增加。若沿法线方向把流体分为无限多层，每层的厚度为 dn 。设某一层的流速为 c ，则其上面相邻一层的流速为 $c + dc$ 。 dc 是 dn 这段距离内的速度增量。比值 dc/dn 称为速度梯度，它表示沿法线方向单位距离的速度变化。实验证明，两层相邻流体间的内摩擦力有如下关系

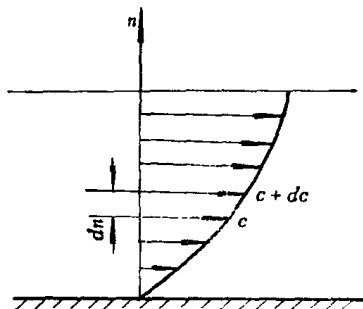


图1-1 确定流体内摩擦力参考图

$$\tau = \mu \frac{dc}{dn} \quad (1-6)$$

式中 τ ——单位面积上所受的摩擦力，称为内切应力；

μ ——流体的动力粘性系数。

公式 (1-6) 是流体的内摩擦定律。它可以表述如下：流体的内摩擦应力与粘性系数和速度梯度成正比，而与压力无关。

粘性系数 μ 的工程单位为公斤·秒/米²；它的物理单位为达因·秒/厘米²，称为泊。两种单位的关系为

$$1 \text{ 公斤} \cdot \text{秒} / \text{米}^2 = 98.1 \text{ 泊}$$

在流体力学中，还常用运动粘性系数，它是动力粘性系数 μ 与密度 ρ 的比值，即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-7)$$

因为 ν 的工程单位为米²/秒，只含有运动学的单位，所以称 ν 为运动粘性系数。 ν 的物理单位为厘米²/秒，称为斯。

粘性系数随流体的种类而异，并且和流体的温度及压力有关。但压力的影响较小，通常可忽略不计，而只考虑温度的影响。液体的粘性系数随温度的升高而降低，这是因为液体的粘性主要取决于分子的引力。温度升高，分子间距离增大，引力减小，因而粘性系数下降。气体的粘性系数随温度的升高而增加。这是因为气体的粘性主要取决于分子运动的动量交换。温度升高，分子运动加剧，因而粘性系数增大。空气的粘性系数与温度的关系如表 1-2 所示。

表1-2 空气的粘性系数与温度的关系

温度 (°C)	0	20	40	60	80	100	120	140	160
$\mu \cdot 10^4$ (泊)	1.709	1.808	1.904	1.997	2.088	2.175	2.260	2.314	2.425
ν (斯)	0.132	0.150	0.169	0.188	0.209	0.230	0.252	0.274	0.298

自然界中存在的流体都具有粘性，称为实际流体。但在流体力学中，如果考虑粘性对流体运动的影响，问题是很复杂的。因此，在某些情况下，当粘性对流体运动的影响不占主要地位时，为了分析研究问题方便起见，假定流体没有粘性，这样的流体称为理想流体。实践证明，对于解决空气这类粘性很小的流体的许多实际问题，将其当作理想流体进行研究，所得的结果是令人满意的，有时只需要作很小的修正即可。但不是所有的问题都可按理想流体来处理。当流体运动的速度梯度很大时，即使粘性小的流体，根据内摩擦定律，其所产生的内摩擦力是不能忽略的，因而粘性的影响不能忽略，否则将导致完全错误的结果。

§ 1-2 流动参数

流体是由不断运动着的分子所构成的，分子的运动是由内部互相吸引和互相排斥的分子力所决定的。除内部分子力所引起的流体运动外，还存在着由于外部原因而引起的流体运动，例如由于重力、压力差等作用力而引起的运动。这样，流体的运动包括分子运动和由

于外部原因而引起的运动。流体力学研究流体的平衡和运动,以及流体和固体的相互作用,而不研究流体分子的真实运动情况。因此,可以把流体看作是一种连续介质,即认为流体完全充满它所占有的空间,而不形成任何空隙。这样,就可以把流体介质的力学特性,如速度、压力和密度等看作是坐标和时间的函数。在解决流体力学的实际问题中,就可以应用连续函数这门数学分析工具。把流体当作连续介质是合理的,因为分子与分子之间的平均自由行程非常小,例如,空气在标准状态下,每一立方毫米的容积里含有 2.7×10^{16} 个分子,分子间的平均自由行程仅有 6×10^{-6} 厘米。同时研究流体运动的目的是要确定流体的平均力学特性,而不是分子本身的特性。但在某些情况下,如在高空稀薄的空气中,由于空气分子的平均自由行程很大,连续介质的假设就不适用了。

流动参数是说明流体运动特性的物理量。流体的运动速度 c 、加速度 a 、压力 p 和密度 ρ 等都是流动参数。在同一时刻,各流体质点的速度可以是不同的,即速度 c 是空间坐标 x 、 y 、 z 的函数。而且在同一空间点上,不同的时刻,流体质点的速度也可以是不同的,即速度 c 也是时间 t 的函数。因流体是连续介质,故速度 c 是 x 、 y 、 z 和 t 的连续函数,可表示为

$$c = c(x, y, z, t) \quad (1-8)$$

或者写成速度分量的形式

$$c_x = c_x(x, y, z, t)$$

$$c_y = c_y(x, y, z, t)$$

$$c_z = c_z(x, y, z, t)$$

式中 c_x 、 c_y 、 c_z ——分别表示速度 c 在三个正交坐标方向的分量。

同样,压力 p 和密度 ρ 也是坐标 x 、 y 、 z 和时间 t 的函数,即

$$\left. \begin{aligned} p &= p(x, y, z, t) \\ \rho &= \rho(x, y, z, t) \end{aligned} \right\} \quad (1-9)$$

式(1-8)和(1-9)反映了流动参数随空间坐标和时间而变化的关系。在给定的空间点上,坐标 x 、 y 、 z 为常数,流动参数 c 、 p 和 ρ 是时间 t 的函数,即这些量是随时间而变化的。这样的流体运动称为不稳定流动。

如果各空间点上的流动参数不随时间而变化,则这样的流体运动称为稳定流动,这时

$$\left. \begin{aligned} c &= c(x, y, z) \\ p &= p(x, y, z) \\ \rho &= \rho(x, y, z) \end{aligned} \right\} \quad (1-10)$$

流体内部各空间点的速度、压力和密度的分布图形,分别称为速度场、压力场和密度场。

如果流体运动时,流动参数只是一个坐标和时间 t 的函数,则这种流体运动称为一元不稳定流动。如果流动参数只是一个坐标的函数,而不随时间变化,则这种运动称为一元稳定流动。

如果位于某固定平面垂直线上的所有流体质点,都作平行于此固定平面的同样的运动,则这种流体运动称为平面流动或二元流动。

气体在涡轮增压器中的流动是三元的不稳定流动,即流动参数随空间坐标 x 、 y 、 z 和

时间 t 而变化。

流体运动的加速度 a 是指流体质点的速度 c 在单位时间内的变化率, 即

$$a = \frac{dc}{dt} \quad (1-11)$$

对于一元不稳定流动, 设 S 代表流动方向的坐标, t 为时间, 则流动速度为

$$c = c(S, t)$$

当时间 t 改变了 dt , 流体质点的位移为 dS , 则速度的变化就是

$$dc = \frac{\partial c}{\partial S} dS + \frac{\partial c}{\partial t} dt \quad (1-12)$$

因为

$$dS = c dt$$

则式(1-12)变为

$$dc = \frac{\partial c}{\partial S} c dt + \frac{\partial c}{\partial t} dt$$

将上式 dc 之值代入式(1-11)中, 得

$$a = c \frac{\partial c}{\partial S} + \frac{\partial c}{\partial t} \quad (1-13)$$

式(1-13)右边第一项 $c \frac{\partial c}{\partial S}$ 是流体质点位置的改变而引起的速度变化, 称为位移加速度; 第二项 $\frac{\partial c}{\partial t}$ 是流体在固定的点上速度随时间的变化, 称为当地加速度。

对于稳定流动

$$\frac{\partial c}{\partial t} = 0$$

则一元稳定流动的加速度为

$$a = c \frac{\partial c}{\partial S} \quad (1-14)$$

§ 1-3 流体运动的微分方程式

现在讨论理想可压缩流体在直角坐标系中运动的微分方程式。在某个给定的瞬间, 从运动着的流体中取出任一流体微团, 其形状为微矩形, 各边长度分别为 dx 、 dy 和 dz , 如图 1-2 所示。显然, 当长度 dx 、 dy 、 dz 都趋近于零时, 则所取矩形体的极限就集中为一点。

假如忽略重力的作用, 对不计粘性的理想流体, 其作用在微元体上的外力则只有压力 p 。根据达朗伯原理, 在每一瞬间, 作用在微元体上的外力应为惯性力所平衡。按照牛顿定律, 惯性力是微元体的质量和加速度的乘积。微元体的质量为 $\rho dx dy dz$ (其中 ρ 为密度), 加速度为 $\frac{dc}{dt}$ 。加速度的三个分量为 $\frac{dc_x}{dt}$ 、 $\frac{dc_y}{dt}$ 和 $\frac{dc_z}{dt}$ 。因惯性力的方向与加速度的方向相反, 故惯性力的三个分力为:

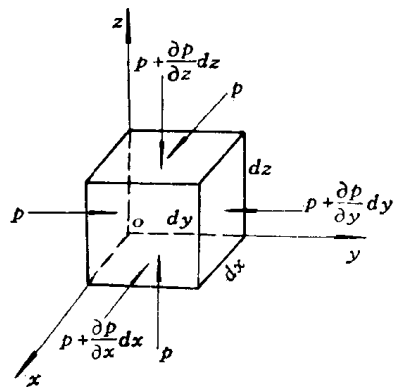


图1-2 推导运动微分方程用图

$$\text{在 } x \text{ 轴方向为} \quad -\rho \frac{dc_x}{dt} dx dy dz$$

$$\text{在 } y \text{ 轴方向为} \quad -\rho \frac{dc_y}{dt} dx dy dz$$

$$\text{在 } z \text{ 轴方向为} \quad -\rho \frac{dc_z}{dt} dx dy dz$$

在理想流体中, 压力与方向无关, 因此通过同一点 o 的三个互相正交小面积上的压力应相等, 即均等于 p 。其它三个微面积上的压力分别为

$$p + \frac{\partial p}{\partial x} dx, \quad p + \frac{\partial p}{\partial y} dy, \quad p + \frac{\partial p}{\partial z} dz。$$

现分别写出 x 、 y 、 z 轴上的平衡方程。在 x 轴上为

$$-\rho \frac{dc_x}{dt} dx dy dz + p dy dz - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dy dz = 0$$

化简后得

$$\frac{dc_x}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1-15 a)$$

同理, 在 y 轴上为

$$\frac{dc_y}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (1-15 b)$$

在 z 轴上为

$$\frac{dc_z}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (1-15 c)$$

公式 (1-15 a)、(1-15 b)、(1-15 c) 是分量形式的运动微分方程组。如将上述式子两边分别乘以 x 、 y 、 z 的单位向量 $\vec{i}$ 、 $\vec{j}$ 、 $\vec{k}$, 并将三个式子进行向量相加, 则得到向量形式的运动微分方程式

$$\frac{d\vec{c}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p \quad (1-16)$$

$$\text{式中} \quad \nabla p = \frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k} \quad (1-16 a)$$

∇p 是压力梯度 ($\text{grad } p$), 是一个向量。它的方向就是压力 p 在空间变化率最大的方向。

公式 (1-15) 和 (1-16) 被称为理想流体的欧拉运动微分方程式。它们既适用于不可压缩流体, 也适用于可压缩流体, 其差别只在于密度 ρ 是否变化上。若用于不可压缩流体, 则 ρ 为常数; 而用于可压缩流体 (气体), 则 ρ 是变数。

显然, 对于理想流体一元稳定流动来说, 速度、压力等均是位置 S 的函数, 则运动微分方程为

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dS} \quad (1-17)$$

$$\text{因} \quad \frac{dc}{dt} = \frac{dc}{dS} \cdot \frac{dS}{dt} = c \frac{dc}{dS} = \frac{1}{2} \frac{d(c^2)}{dS}$$

故 (1-17) 式改写为

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{d(c^2)}{dS} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dS} = 0 \quad (1-17 a)$$

§ 1-4 连续方程式

连续方程式是质量守恒定律的一种表达形式。在一元稳定流动中，连续方程说明，流过通道各截面的重量流量是相等的。

为了简明起见，我们考察一根流管，如图 1-3 所示。假定流动是稳定的，则流管的形状不变。所以流动就和在真实管内完全一样。在流管内取一微小流束，设其截面分别为 dF_1 和 dF_2 ，两端的气流速度为 c_1 和 c_2 ，比重为 γ_1 和 γ_2 。根据物质守恒定律，单位时间内流过任一截面的重量流量相等。不然的话，流管中这两截面之间的气体质量势必不断增加，或者不断减少，这是与稳定流动的假定相违背的，因而是不可可能的。

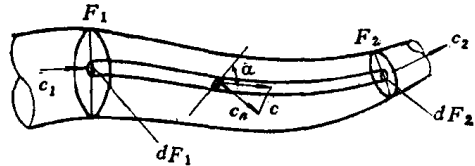


图1-3 确定连续方程用图

于是流过截面的重量流量 dG 为

$$dG = \gamma_1 c_1 dF_1 = \gamma_2 c_2 dF_2 \quad (1-18)$$

式 (1-18) 是微小流束的连续方程式。应注意，公式中速度和截面应是相互垂直的。如果速度 c 和截面 dF 构成某一角度 α ，则在应用此公式时，应采用法向速度 $c_a = c \sin \alpha$ 来代替速度 c 。

对微小流束的连续方程 (1-18) 积分，就可得到整个流管的连续方程式，即

$$G = \int_{F_1} \gamma_1 c_1 dF_1 = \int_{F_2} \gamma_2 c_2 dF_2 \quad (1-19)$$

式中 F_1 、 F_2 ——流管的两个截面积。

在一般情况下，气流速度和流通截面并不相互垂直，这时上式可改写为

$$G = \int_{F_1} \gamma_1 c_{1a} dF_1 = \int_{F_2} \gamma_2 c_{2a} dF_2 \quad (1-20)$$

式中 $c_{1a} = c_1 \sin \alpha_1$ ； $c_{2a} = c_2 \sin \alpha_2$ 。

α_1 、 α_2 ——分别为气流速度 c_1 、 c_2 和截面 F_1 、 F_2 的交角。

对于涡轮机或压气机的任意两流通截面，假定各截面上的气流参数均取平均值，则流量连续方程式为

$$G = \gamma_1 c_{1a} F_1 = \gamma_2 c_{2a} F_2 \quad (1-21)$$

式中流量 G 的单位为公斤/秒，比重 γ 的单位为公斤/米³，速度 c 的单位为米/秒，面积单位为米²。

§ 1-5 能量守恒方程式

为了导出气体流过叶片机的能量守恒方程式，绘制了简图 1-4。若 1 公斤气体的总能量在截面 1-1 处以 E_1 表示，在截面 2-2 处以 E_2 表示。在截面 1-1 和截面 2-2 之间，1 公斤气体与外界交换的能量以 E_{out} 表示。则根据能量守恒原理得

$$E_1 + E_{out} = E_2$$

1 公斤气体的总能量包括内能 $\frac{c_v}{A} T$ 、动能 $\frac{c^2}{2g}$ 和压力位能 $\frac{p}{\gamma}$ (忽略位置势能), 因而

$$E = \frac{c_v}{A} T + \frac{p}{\gamma} + \frac{c^2}{2g}$$

1 公斤气体与外界交换的能量 E_{out} 包括机械功 L_{out} 和热量 Q_{out} , 即

$$E_{out} = L_{out} + Q_{out}/A$$

因此, 可写出能量守恒方程式

$$\begin{aligned} \frac{c_v}{A} T_1 + \frac{p_1}{\gamma_1} + \frac{c_1^2}{2g} + L_{out} + \frac{Q_{out}}{A} \\ = \frac{c_v}{A} T_2 + \frac{p_2}{\gamma_2} + \frac{c_2^2}{2g} \end{aligned}$$

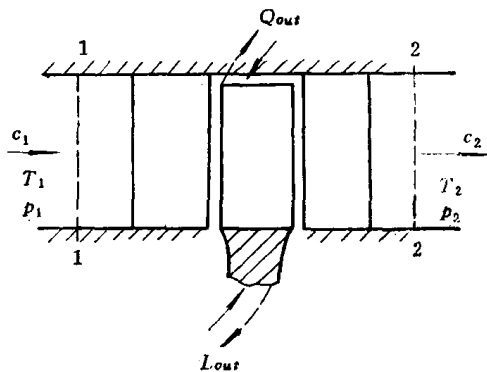


图1-4 导出能量守恒方程用图

因为根据理想气体状态方程

$$\frac{p_1}{\gamma_1} = RT_1, \quad \frac{p_2}{\gamma_2} = RT_2$$

定压比热 c_p 和定容比热 c_v 有下列关系

$$c_p = c_v + AR$$

故能量守恒方程可改写为

$$\begin{aligned} L_{out} + \frac{Q_{out}}{A} &= \frac{c_v}{A} (T_2 - T_1) + R (T_2 - T_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \\ &= \frac{c_p}{A} (T_2 - T_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \end{aligned} \quad (1-22)$$

式中 L_{out} ——1 公斤气体与外界交换的机械功(公斤·米/公斤)。外界对气体作功取正号, 气体对外界作功取负号;

Q_{out} ——1 公斤气体与外界交换的热量(千卡/公斤)。外界对气体加热取正号, 气体对外界放热取负号;

c_v ——气体的定容比热 千卡/公斤·度;

c_p ——气体的定压比热 千卡/公斤·度;

T_1, T_2 ——分别为截面 1-1 和截面 2-2 处的气体绝对温度 °K;

R ——气体常数 公斤·米/公斤·度;

A ——功热当量, $\frac{1}{427}$ 千卡/公斤·米;

c_1, c_2 ——分别为截面 1-1 和截面 2-2 处的气流速度 米/秒;

p_1, p_2 ——分别为截面 1-1 和截面 2-2 处的气体压力 公斤/米²;

γ_1, γ_2 ——分别为截面 1-1 和 2-2 处的气体比重 公斤/米³。

因为气体的焓 $I = c_p T$, 故

截面 1-1 处气体的焓为 $I_1 = c_p T_1$ 千卡/公斤;

截面 2-2 处气体的焓为 $I_2 = c_p T_2$ 千卡/公斤。

方程式(1-22)可表为另一种形式:

$$L_{out} + \frac{Q_{out}}{A} = \frac{1}{A}(I_2 - I_1) + \frac{1}{2g}(c_2^2 - c_1^2) \quad (1-22a)$$

方程式(1-22a)说明气体在涡轮增压器中流动时, 气体与外界的能量交换(机械功和热量)等于气体焓值变化和动能变化之和。还应指出, 这方程式是在稳定流动下以及气流参数在整个截面取平均值下导得的。这个方程式无论对等熵过程还是多变过程都是正确的。但此方程内未明显包括摩擦力的功。气流和固体壁面的摩擦以及气流相互间的摩擦力, 对所研究的气流来说是内力, 即摩擦力的功几乎全部变为热量加到气体中, 而不破坏能量平衡。

对于流量较大的涡轮增压器, 热量 Q_{out} 相对来说是较小的, 故可以忽略不计, 方程式(1-22)则可写成

$$L_{out} = -\frac{c_p}{A}(T_2 - T_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \quad (1-23)$$

对于压气机, 叶轮对气体作机械功 L_C

$$\text{则} \quad L_{out} = L_C$$

$$\text{即} \quad L_C = -\frac{c_p}{A}(T_2 - T_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \quad (1-23a)$$

对于涡轮机, 气体对叶轮作机械功 L_T

$$\text{则} \quad L_{out} = -L_T$$

$$\text{即} \quad L_T = -\frac{c_p}{A}(T_1 - T_2) + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2g} \quad (1-23b)$$

现在利用方程式(1-22)来讨论涡轮增压器中气体温度的变化。假定 c_p = 常数, 并忽略 Q_{out} , 根据(1-22)式则可得出温度变化的一般公式

$$T_2 - T_1 = -\frac{A}{2gc_p}(c_1^2 - c_2^2) + \frac{A}{c_p}L_{out}$$

若气流与外界没有机械功的交换($L_{out} = 0$), 例如气体在压气机的进气道、扩压器中或在涡轮机的进、排气道、喷嘴环中的流动, 则上式可改写为

$$T_2 - T_1 = -\frac{A}{2gc_p}(c_1^2 - c_2^2)$$

$$\text{即} \quad T_2 + \frac{A}{2gc_p}c_2^2 = T_1 + \frac{A}{2gc_p}c_1^2 = T^* = \text{常数}$$

式中 T^* ——滞止温度(或称总温), 即气流速度完全滞止时的温度。

上式表明, 与外界没有机械功和热量交换的气体流动, 其滞止温度不变。而气体温度的变化只能依赖于流速的变化。气体的流速增加, 会使气体温度降低。反之亦然。当流速改变不大时, 气体温度的改变也是不大的。例如, 对空气来说, 当流速从 $c_1 = 0$ 增至 $c_2 = 100$ 米/秒, 则气体温度变化为 $\Delta T = T_2 - T_1 = -5^\circ\text{C}$, 即气体温度降低 5°C 。

当气体速度变化不大时, 其温度上的较大变化只能在气体和外界有能量交换时才能发生。例如, 气体流过压气机时, 叶轮对气体作机械功 L_C , 所以气体温度显著升高; 气体流过涡轮机时, 气体对叶轮作机械功 L_T , 所以气体温度显著下降。

利用滞止温度的概念, 可以将方程式(1-23)改写为