

透平机械原理

〔苏〕П. П. 基里洛夫著

机械工业出版社

透平机械原理

〔苏〕И. И. 基里洛夫著

马宝珊 张卓澄 译

石道中等 校



机械工业出版社

译 者 序

本书是根据苏联列宁格勒机械工业出版社出版的、И. И. 基里洛夫著《透平机械原理》1972年修订第二版译出的。

本书论述了各种透平机械的工作原理、综合了大量的试验研究资料，叙述了透平机械通流部分设计的基本知识。将所有类型的透平机械理论综合起来，使之成为统一的理论，这是本书的一个特点。

本书由马宝珊（第一至第六章）、张卓澄（第七至第十三章）同志合译，由焦德勇（第一和第四章）、石道中（第六至第十三章）、王懋功同志审校，最后由石道中同志对全书作了总的审阅。

译文中如有不妥之处，请广大读者批评指正。

原 序

大规模地建造大型的经济性高的动力装置，是动力工作者的主要任务。为完成此任务，要求对动力装置的各元件，特别是对透平机械，进行全面的理论研究和试验研究。本书旨在促进这些研究工作的发展。

在各种型式透平机械中的能量转换过程有许多共同点。列昂纳德·欧拉 (Leonhard Euler) 的重要著作以及现代流体力学、气体力学和实验空气动力学为研究所有透平机械的工作过程奠定了科学的基础。因此，对各种透平机械进行的科研工作，互相交流经验和彼此配合，将有助于透平机械的进一步发展。

近来曾试图将不同型式的透平机械的理论统一起来并总结多年来在透平机械发展中积累起来的丰富经验。其中，作者在以前的著作中就曾力图把蒸汽轮机、燃气轮机和压气机的理论互相衔接起来。这些思想在本书中得到了进一步发展。

在透平制造业中，一元流理论曾起过极其重要的作用。蒸汽轮机制造业中的重大成就与流管理论有密切关系，基于流管理论设计了最大型的机组。根据此理论得出的计算方法长期以来满足了实践的需要。

流管理论的简单概念有助于理解透平机械的主要特性，而引入修正的经验系数后能使计算结果接近试验结果。由流管理论推出的原理至今仍广泛地用于透平的一般性能估算。这一切促使我们在透平机械原理中给一元流理论以应有的地位并加以深入研究。

不采用二元流理论和三元流理论，有关透平机械的一系列重要问题便不能解决。现代的透平机械原理正朝着这个方向发展，这方面也反映在本书中。

本书十分注重透平机械中的物理过程。某些原理是按照等熵

IV

过程来分析的，目的是为了消除一些次要现象的影响。

在比较透平和压气机（泵）中的流体运动学特性时，为了避免多余的推导，把压气机看作是具有逆向流动过程的透平，必要时，主要强调透平机械中能量转换原理的共同性。同样为了这个目的，综合了径流式和轴流式透平运动学的某些特性。在一般原理中引入运动反动度的概念将有助于简化计算公式，同时还能更好地比较各种透平机械的工作过程。

把透平机械的理论研究和试验研究结合起来，是一定可以取得成效的。所以应把试验结果看成是理论的不可分割的一部分。

所有型式的现代透平机械通流部分元件的试验研究，均需要庞大的设备，更重要的是需要研究人员付出大量的劳动。协调一致地完成这些研究工作便可以取得丰硕的成果。为此，要求设计人员和研究人员都了解透平制造业各部门的共同任务。作者力图阐明这些任务并促进经验交流。

在有关能量损失的章节中，分析研究了一些试验结果，这些试验结果具有普遍意义，或者能阐明各种类型透平机械所固有的特点。

书中引用了许多工厂和院校的科学研究资料，其中，本书的某些章节是根据在作者的参与下，在以加里宁命名的列宁格勒工学院（ЛПИ）和勃良斯克运输机械学院（БИТМ）完成的理论和试验研究工作而写成的。

本书采取国际计量单位制作为基本单位制。

作者对列宁格勒工学院透平机械教研室全体人员在编写书稿时给予的协助表示感谢。

基本符号

通流部分几何

u 、 z 、 r ——分别为相应于圆周速度 u 的方向、透平轴 z 及半径 r 的坐标轴;

d_1 、 d_2 (r_1 、 r_2) ——分别为导向机构及工作轮的平均直径 (半径);

l_1 、 l_2 ——分别为导向机构及工作轮的叶片高度;

b_1 、 b_2 ——分别为导叶及动叶的弦长;

t_1 、 t_2 ——分别为导叶及动叶的节距;

$\alpha_{0,1}$ 、 $\alpha_{1,2}$ ——分别为导叶的进口角及出口角, 这些角是坐标轴 $u \ominus$ 与叶型中线在进口和出口处的切线之间的夹角;

$\beta_{1,2}$ 、 $\beta_{2,3}$ ——分别为动叶的进口角及出口角, 这些角是坐标轴 $u \ominus$ 与叶型中线在进口和出口处的切线之间的夹角;

δ ——间隙;

Δ ——超高;

S ——叶片周边所围的面积; 表面;

ε ——进气度。

气流运动学

c 、 w 、 u ——分别为绝对速度、相对速度及圆周速度;

C_0 、 C_0^* ——按焓降 h_0 或 h_0^* 计算的假想速度;

n ——旋转频率;

n_σ ——比转速;

α 、 β ——分别为绝对运动及相对运动中的气流角;

i ——冲角;

ε_1 、 ε_2 ——分别为导向机构和工作轮中的气流转折角;

δ ——气流偏转角;

$\ominus$ 原文遗漏 u ——译者注。

ρ_x ——运动反动度。

- 注：1.速度在 u 、 r 及 z 轴上的投影分别标注下标 u 、 r 和 z 。
 2.根部截面的参数标注一撇（'），顶部截面的参数标注两撇（''）。
 3.角 α 及 β 有时按与 u 轴相反的方向计算，这时在其右上角标注星号（ α^* 、 β^* ）。
 4.在无损失的过程中，理论速度标以下标 t 。
 5.下标 0、1 和 2 分别表示级前、工作轮前及工作轮后的参数。

功、流量、功率

$h_0^* = i_0^* - i_2^*$ ——级的理想焓降；

$h_0 = i_0 - i_{2t}$ ——根据级前的滞止参数和级后压力计算的等熵焓降；

$h_2 = i_1 - i_{2t}$ ——工作轮的等熵焓降；

$\rho_r = h_2/h_0$ ——热力反动度；

$\rho_r^* = h_2/h_0^*$ ——按滞止参数计算的热力反动度；

Δh_1 、 Δh_2 ——分别为导向机构及工作轮中的叶型能量损失；

Δh_l ——端部能量损失；

h_s ——余速动能；

ξ_1 、 ξ_2 ——分别为导向机构及工作轮中的能量损失系数；

φ 、 ψ ——分别为导向机构及工作轮中的速度系数；

h_u ——根据欧拉公式计算的有效轮周比功；

h ——级的有效比功；

H_0 ——级组中的等熵焓降；

α ——重热系数或能量消耗系数；

η_u 、 η_u^* ——分别为考虑和不考虑余速损失时级的轮周效率，是按比功 h_u 计算的；

η 、 η^* ——分别为考虑和不考虑余速损失时级的内效率，是按比功 h 计算的；

η_{noz} ——多变效率；

η_e 、 η_s ——分别为有效效率和电效率；

G ——工质的质量流量；

M ——转矩；

N 、 N_e ——分别为内功率和有效功率。

目 录

译者序

原序

基本符号

第一章	液体与气体的运动方程	1
§ 1-1	粘性摩擦力	1
§ 1-2	连续方程	3
§ 1-3	以应力表述的运动方程	3
§ 1-4	理想流体的运动方程	6
§ 1-5	能量平衡方程	8
§ 1-6	有热量或机械能输入时的能量平衡方程	10
§ 1-7	伯努利方程	13
§ 1-8	有摩擦流动的特点	14
§ 1-9	相对运动	15
§ 1-10	圆柱坐标系中的运动方程	25
§ 1-11	罗伦兹质量力	30
§ 1-12	螺旋流动	36
§ 1-13	气动函数	39
第二章	透平机械中的工作过程	46
§ 2-1	透平机械中的理想功与有效功	47
§ 2-2	重热系数和能量消耗系数	59
§ 2-3	与外界有热交换的过程	66
§ 2-4	气体从封闭空间流出	70
§ 2-5	喷管和扩压器中的等熵流动	75
§ 2-6	激波	81
§ 2-7	有摩擦并与外界有热交换的流动	91
§ 2-8	气流在喷管喉部后面的膨胀	98
§ 2-9	透平机械中的气流运动学	103
§ 2-10	欧拉公式	115
§ 2-11	儒可夫斯基定理	126

§ 2-12	作用在转子和静子上的力	129
第三章	一元流理论	136
§ 3-1	透平机械中的几何相似与运动相似	137
§ 3-2	运动学系数与气流角之间的关系	147
§ 3-3	理想轴流式透平机械的特性	151
§ 3-4	不计损失时径流式透平机械的特性	168
§ 3-5	透平机械的综合运动特性	171
§ 3-6	相似透平机械的参数	178
§ 3-7	叶型能量损失对透平级特性的影响	184
§ 3-8	部分进气 (汽)	199
§ 3-9	多级透平机械	200
§ 3-10	对转工作轮	206
§ 3-11	透平机械气流运动线图的选择	209
第四章	二元流理论	213
§ 4-1	流道法	215
§ 4-2	奇点法	229
§ 4-3	保角映射法	235
§ 4-4	叶栅的叶型损失计算	254
§ 4-5	透平机械通流部分表面粗糙度	266
§ 4-6	气动尾迹	270
§ 4-7	超音速流动	272
第五章	透平机械中的空间流动	281
§ 5-1	叶列间隙中气流的径向平衡	282
§ 5-2	等环量 ($rc_u = \text{const}$) 轴流级中气流的扭曲	287
§ 5-3	轴流式透平机械在螺旋流动时气流的扭曲	296
§ 5-4	气流按半径的幂指数关系扭曲	302
§ 5-5	等出口角 ($\alpha_1 = \text{const}$) 的扭曲	312
§ 5-6	等密流 ($\rho c_z = \text{const}$) 的扭曲	314
§ 5-7	当背压不变时流体由圆叶栅中流出	319
§ 5-8	叶片流道中的流动	328
§ 5-9	正问题解法	332
§ 5-10	由流面构成的流层内的流动	343

§ 5-11	叶片端部的空间流动	350
第六章	透平机械级的模化	368
§ 6-1	流动的动力相似	369
§ 6-2	采用各种工质的透平机械的模化	375
§ 6-3	相似准则的破坏	386
第七章	透平机械的能量损失	394
§ 7-1	叶栅品质的指标	396
§ 7-2	叶型损失	402
§ 7-3	雷诺数 Re 及马赫数 M 对叶栅中叶型损失的影响	418
§ 7-4	端部损失	432
§ 7-5	摩擦及鼓风损失	441
§ 7-6	通过拉别令密封装置的泄漏	447
§ 7-7	通流部分的泄漏损失	453
§ 7-8	间隙和超高对能量损失的影响	460
§ 7-9	导叶宽度对级效率的影响	468
§ 7-10	拉金对透平级效率的影响	476
§ 7-11	排气(水)管中的能量损失	481
§ 7-12	通流部分子午面型线对损失的影响	499
第八章	透平机械中的非定常现象	512
§ 8-1	叶栅的相互影响	513
§ 8-2	叶栅静试验	517
§ 8-3	当叶栅相对运动时由出口边尾迹引起的扰动	520
§ 8-4	旋转模型试验	531
§ 8-5	交变气动力对级特性的影响	542
§ 8-6	旋转脱流、喘振	547
第九章	轴流式透平机械级的特性	552
§ 9-1	特性系数的选择	552
§ 9-2	非扭曲叶片透平级的特性	554
§ 9-3	中等扇度透平级的特性	560
§ 9-4	大扇度透平级的特性	564
§ 9-5	无围带级的结构特点对效率的影响	567
§ 9-6	压气机级的特性	570

§ 9-7 叶片的转动对级特性的影响	571
第十章 径流式和径流-轴流式透平机械的特性	575
§ 10-1 径流式透平机械级中的流动	575
§ 10-2 环流相对运动	582
§ 10-3 工作轮中气流结构的试验资料	589
§ 10-4 向心级的特性	590
§ 10-5 离心式压气机级	597
第十一章 透平的流量特性和外特性	601
§ 11-1 焓降不变时 ($h_0 = \text{idem}$) 的转矩	601
§ 11-2 工质流量和密度随转速的变化	606
§ 11-3 径流级外特性的特点	610
§ 11-4 透平级外特性的试验研究	611
§ 11-5 透平级在大的 u/C_0 范围内的特性	620
§ 11-6 多级透平的流量特性	624
第十二章 两相工质和带微粒的气流	636
§ 12-1 盖尔文公式	637
§ 12-2 两相介质的膨胀过程	640
§ 12-3 冷凝过程运动学	642
§ 12-4 两相流动和带微粒的流动	652
§ 12-5 单个悬浮微粒的运动方程	659
§ 12-6 悬浮微粒在导向机构后面的运动	663
§ 12-7 悬浮微粒在工作轮中和工作轮后面的运动	666
§ 12-8 水膜流动	675
§ 12-9 带微粒气流中的能量损失	683
§ 12-10 叶片侵蚀	691
第十三章 多级透平机械通流部分的设计方法	695
§ 13-1 多级透平	696
§ 13-2 多级轴流式压气机通流部分的设计方法	704
参考文献	712

第一章 液体与气体的运动方程

现代透平机械的通流部分中的工质流动是十分复杂的。这就迫使人们在解决实际问题时广泛采用经验的规律性及半经验的理论。但是应当指出，自从列昂纳德·欧拉在他的著名论文中发表了透平机械理论以来，以及而后再在A·斯托陀拉（A·Stodola）及其他著名的学者的著作中不断发展这一理论的过程中，透平机械理论一直是建立在一般的力学原理基础上的。由此恰好说明透平机械制造业早在上世纪末及本世纪初所取得的成就。

目前，为达到高的经济指标，不得不把透平机械中的流动过程按照非常复杂的流动进行研究。因而，流体力学和气体动力学在透平机械原理中的作用就大为增大，同时透平机械的进一步发展也是与这方面的力学成就密切相关的。因此在研究透平机械原理时，总是必须从连续介质的一般定理着手。利用这些定理有助于正确理解并深入研究叶片机构中的许多现象。为了估计在实践中采用的近似计算方法的误差和精度，必须了解液体与气体的一般运动方程。在研究透平机械模化问题时，这些方程也有很大的作用。

本章给出了有关适用于透平机械原理的最重要的气体动力学方程的简要知识。

§ 1-1 粘性摩擦力

我们讨论粘性气体运动的一般形式。假设气体是完全的，即满足克拉贝隆方程。假设气体中的摩擦力遵循牛顿广义定律〔2〕。

流层之间的应力正比于沿着流动的法线方向上的单位长度的速度变化。当流体在 Oxz 平面内以平行于 Ox 轴的速度 c 运动的时候，根据牛顿定律，切向摩擦应力 p_{xz} 由下式确定：

$$p_{xz} = \mu \frac{dc}{dz}$$

此方程是应力张量的切向分量正比于变形速度张量的切向分量定律的特殊情况，即

$$p_{xz} = 2\mu \dot{E}_{xz} \quad (1-1)$$

式中 $\dot{E}_{xz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial c_x}{\partial z} + \frac{\partial c_z}{\partial x} \right)$ 表征变形速度场，它是流体介质速度场独有的特点。

式 (1-1) 是根据在运动的介质中的应力张量 P 是变形速度张量的线性函数的假设得出的。对于各向同性的介质来说，张量之间的这种线性关系可写成如下的形式〔2〕，

$$P = a\dot{E} + bI$$

式中 a 和 b ——标量；

I ——单位张量。

并且

$$I_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{如果 } i \neq j \\ 1 & \text{如果 } i = j \end{cases}$$

根据方程 (1-1)，可取 $a = 2\mu$ 。当假设作用在互相垂直面上的三项法向应力的算术平均值取负号作为给定点上的压力，即 $p = -\frac{1}{3}(p_{xx} + p_{yy} + p_{zz})$ 时，便可得到标量 b 〔2〕。对透平机械原理所研究的全部问题来说，这样计算的压力与气流中的实际压力是十分接近的，因为考虑“二次粘性”只对高速进行的过程才有意义〔2〕。

标量 b 与该压力相比差一个正比于容积膨胀速度 $\text{div}c$ 的量值。在这种条件下，等式 (1-1) 可以写成如下形式：

$$P = 2\mu\dot{E} - \left(p + \frac{2}{3}\mu\text{div}c \right) I \quad (1-2)$$

因为对不可压缩流体来说 $\text{div}c = 0$ ，所以含有速度散度那一项所考虑的是粘性可压缩流体中由于容积变化而引起的单位力。这一项是以张量之间为线性关系和气体工质的等熵性为前提而得

到的。

所建立的应力与流体容积变形速度间的关系可以用来考虑运动方程中的粘性力。

§ 1-2 连续方程

应用质量守恒定律：

$$\frac{d}{dt}(\rho dV) = \frac{d\rho}{dt}dV + \rho \frac{d}{dt}dV = 0$$

式中 dV ——所取的液体或气体的容积。

因为 $\text{div } \mathbf{c}$ 是给定点上容积的相对变化率， $\rho \text{ div } \mathbf{c}$ 是质量的相对变化率，所以：

$$\rho \frac{d}{dt}dV = \rho \text{ div } \mathbf{c} \cdot dV$$

因而，连续方程可以写成下面的形式：

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \text{ div } \mathbf{c} = 0 \quad (1-3)$$

在这个方程中，用时变导数和位变导数的表达式代替密度对时间的全导数，便可得到：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{c} \cdot \text{grad } \rho + \rho \text{ div } \mathbf{c} = 0$$

此方程左边最后两项等于 $\text{div } \rho \mathbf{c}$ 。因此连续方程可以写成：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{c}) = 0 \quad (1-4)$$

对不可压缩流体 ($\rho = \text{const}$) 得到：

$$\text{div } \mathbf{c} = 0$$

方程 (1-4) 在笛卡尔坐标系中的形式是：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho c_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho c_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho c_z) = 0 \quad (1-5)$$

§ 1-3 以应力表述的运动方程

假设，运动的容积在整个运动过程中，由同一流体质点组

成。根据动量原理〔2〕，作用在所取容积的外力主向量 $\mathbf{R}$ 等于所取容积的动量 $\mathbf{Q}$ 对时间的个体导数，即

$$\frac{d\mathbf{Q}}{dt} = \mathbf{R} \quad (1-6)$$

显然 $\mathbf{Q}$ 及 $\mathbf{R}$ 的表达式可写为：

$$\mathbf{Q} = \int_V \mathbf{c} dm = \int_V \mathbf{c} \rho dV$$

$$\mathbf{R} = \int_V \rho \mathbf{F} dV + \int_S \mathbf{p}_n dS$$

式中 $\mathbf{F}$ ——流体中（对单位质量而言）容积力的分布密度；

$\mathbf{p}_n$ ——作用在法线为 $\mathbf{n}$ 的微元面积 dS 的正方向的应力向量。

将这些表达式代入方程 (1-6) 后，得到：

$$\frac{d}{dt} \int_V \mathbf{c} \rho dV = \int_V \rho \mathbf{F} dV + \int_S \mathbf{p}_n dS$$

因积分区间与时间无关，所以积分对时间的导数等于被积函数对时间的导数的积分。

将乘积 $\mathbf{c} \rho dV$ 微分，并注意到 $\frac{d}{dt}(\rho dV) = 0$ ，则 可得出：

$$\int_V \rho \frac{d\mathbf{c}}{dt} dV = \int_V \rho \mathbf{F} dV + \int_S \mathbf{p}_n dS \quad (1-7)$$

向量 $\mathbf{p}_n$ 可以分解为三个分量，这些分量分别作用在垂直于坐标轴的面积 dS_x 、 dS_y 、 dS_z 的正方向上

$$\mathbf{p}_n = n_x \mathbf{p}_x + n_y \mathbf{p}_y + n_z \mathbf{p}_z \quad (1-8)$$

式中 n_x 、 n_y 、 n_z ——垂直于所取面积 dS 上的单位向量 $\mathbf{n}$ 的投影。

向量 $\mathbf{p}_n$ 可以看成是单位向量 $\mathbf{n}$ 与张量 $\mathbf{P}$ 的乘积， $\mathbf{P}$ 表示给定点流体的场强，即

$$\mathbf{p}_n = \mathbf{n} \mathbf{P} \quad (1-9)$$

由向量分析可知〔1〕, 写出 $\int_S n_x p_x dS = \int_V \frac{\partial p_x}{\partial x} dV$ 和对于 p_y 和 p_z 的两个类似表达式后, 便可以将面积分化为体积分。将这些表达式代入方程 (1-7) 并注意到容积的任意性, 便可得到以应力表述的方程:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{c}}{\partial t} + \rho (\mathbf{c} \cdot \nabla) \mathbf{c} = \rho \mathbf{F} + \text{Div} P \quad (1-10)$$

式中用时变导数和位变导数的表达式代替了个体导数, 而所谓应力张量 P 的散度是指表达式

$$\text{Div} P = \frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial p_y}{\partial y} + \frac{\partial p_z}{\partial z} \quad (1-11)$$

由以应力表述的方程式, 在某些简化条件下容易导出所熟知的粘性气体的动力学方程。假设, 应力张量 P 与变形速度张量 $\dot{E}$ 之间的关系由方程 (1-2) 确定。这时

$$\text{Div} \left(p + \frac{2}{3} \mu \text{div} \mathbf{c} \right) \mathbf{I} = \text{grad} \left(p + \frac{2}{3} \mu \text{div} \mathbf{c} \right)$$

并且方程 (1-10) 取如下的形式:

$$\frac{\partial \mathbf{c}}{\partial t} + (\mathbf{c} \cdot \nabla) \mathbf{c} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \text{grad} \left(p + \frac{2}{3} \mu \text{div} \mathbf{c} \right) + \frac{2}{\rho} \text{Div} (\mu \dot{E}) \quad (1-12)$$

假设粘性系数 μ 可认为是常数, 这样便可以移到微分符号的外面。在方程 (1-12) 最后一项中只有 $\text{Div} \dot{E}$ 需要确定。根据一般的规则求出该向量的投影:

$$(\text{Div} \dot{E})_1 = \frac{\partial}{\partial \alpha_1} \dot{E}_{11} + \frac{\partial}{\partial \alpha_2} \dot{E}_{21} + \frac{\partial}{\partial \alpha_3} \dot{E}_{31}$$

$$(\text{Div} \dot{E})_2 = \frac{\partial}{\partial \alpha_1} \dot{E}_{12} + \frac{\partial}{\partial \alpha_2} \dot{E}_{22} + \frac{\partial}{\partial \alpha_3} \dot{E}_{32}$$

$$(\text{Div} \dot{E})_3 = \frac{\partial}{\partial \alpha_1} \dot{E}_{13} + \frac{\partial}{\partial \alpha_2} \dot{E}_{23} + \frac{\partial}{\partial \alpha_3} \dot{E}_{33}$$

在这些等式中代入张量分量的值:

$$\dot{E}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial c_j}{\partial \alpha_i} + \frac{\partial c_i}{\partial \alpha_j} \right)$$

经变换后可以得到, 例如在 x 轴上的投影表达式 (把座标 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 换为 x, y, z)

$$2(\text{Div } \dot{E})_x = \nabla^2 c_x + \frac{\partial}{\partial x} \text{div } c$$

还可得到另外两个投影的类似的表达式, 式中

$$\nabla^2 c_x = \frac{\partial^2 c_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c_x}{\partial z^2}$$

引入运动粘度 $\nu = \mu / \rho$, 可把方程 (1-12) 中的最后一项写成在 x 轴上投影形式为:

$$\nu \left(\nabla^2 c_x + \frac{\partial}{\partial x} \text{div } c \right)$$

对不可压缩流体来说 $\text{div } c = 0$, 因而方程 (1-12) 可取为斯托克斯 (Stokes) 方程的形式^[2]:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + (c \cdot \nabla) c = F - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \nabla^2 c \quad (1-13)$$

式中 $\nabla^2 c$ ——投影为 $\nabla^2 c_x, \nabla^2 c_y, \nabla^2 c_z$ 的向量。

§ 1-4 理想流体的运动方程

如果在液体或气体的流动中忽略内摩擦力, 则切向力等于零。因此, 作用在具有外法线的方向为 n 的面积上的应力应垂直于该面积, 且其分量为:

$$p_n n_x = n_x p_{xx} \quad p_n n_y = n_y p_{yy} \quad p_n n_z = n_z p_{zz}$$

由这些等式可直接得出:

$$p_n = p_{xx} = p_{yy} = p_{zz} = -p$$

式中 p ——等于作用在气流给定点上的法向应力的值, 负号说明应力向量与外法线 n 的方向相反, 即

$$p_n = -p n$$

这说明所取的容积受压。