

流体润滑理论及其应用

陈伯贤 裘祖干 张慧生 编著



机械工业出版社

TH117

流体润滑理论及其应用

陈伯贤
裘祖干 编著
张慧生



机械工业出版社

流体润滑理论广泛应用于机器和设备中的各类摩擦副的设计分析、计算及可靠性和寿命预测。全书论述了流体润滑理论的基本方程及数值解法,各种典型的滑动轴承、往复式滑动支承、弹流润滑、非牛顿流体润滑和流流润滑理论、计算和设计方法。本书可供从事摩擦学、滑动与滚动轴承、齿轮、凸轮-挺柱、滚轧技术等方面工程技术人员以及大专院校的工程力学、机械、内燃机、汽轮机等专业的师生参考。

流体润滑理论及其应用

陈得贤 裘祖干 编著
张慧生

责任编辑:钱既佳 版式设计:吴静霞
封面设计:方一芬 责任校对:肖新民
责任印制:王国光

机械工业出版社出版 (北京阜成门外百万庄南街一号)

(北京市书刊出版业营业许可证出字第 117 号)

机械工业出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

开本 $787 \times 1092^{1/32}$ · 印张 $12^{3/8}$ · 字数 274 千字
1991年9月北京第一版·1991年9月北京第一次印刷
印数 0,001—1,850 · 定价: 9.30 元

ISBN 7-111-02676-4/TB·123

序 言

在机器和设备中，作相对运动的摩擦副（例如滑动轴承、凸轮-挺柱等），其工作的可靠性与使用寿命取决于它的润滑状况。因而在对摩擦副的设计过程中，能否准确地预测其润滑状况是人们极为关注的问题之一。为此，自上个世纪中叶起，许多学者致力于润滑理论及其应用的研究，以便得到预测各类摩擦副润滑状况可供实用的计算分析方法。

在流体润滑理论方面，O. 雷诺 (Osborne Reynolds) 于1886年导出了润滑层中流体流动所满足的著名雷诺方程，表明了当润滑层中流体沿收敛几何空间方向流动时，能产生足够的压强来承受施加于摩擦副上的载荷，使摩擦副的两表面在一般情况下不发生固相接触，而处于流体动力润滑状态，从而大大减少了相对运动表面之间的摩擦损耗和磨损。

由于求解二维形式的雷诺方程很困难，曾经使得在设计实践中，难以应用流体润滑理论来准确预测摩擦副的润滑状况。现在有两种不同的方法来克服这一困难：一种是将摩擦副简化为一维问题，例如对于大宽径比或小宽径比轴承简化为一维无限长轴承或一维短轴承，从而得到了一维雷诺方程相应的解析解，它将作为摩擦副润滑状况一种极端情况的估计；另一种方法是随着近几十年来数字电子计算机的发展和普及，而发展起来的数值求解方法，它使各类实用摩擦副在各种工况下润滑状况的设计分析成为可能，从而使相应的设计方法得到了迅速的发展。有关这些方面的研究成果已有大

IV

量的论文和一些专著发表。

本书着重阐述国内、外学者与作者在这方面的最新理论研究、数值计算方法和一些试验研究成果，本书还系统地论述了流体润滑理论，并根据流体润滑理论所发展的各种滑动轴承、往复运动的滑动支承、凸轮-挺柱以及齿轮和滚动轴承等摩擦副的设计计算方法，还给出一些工程设计的实例。

本书主要内容有五部分：

- 1) 流体润滑理论的基本方程——雷诺方程的数值求解方法；
- 2) 各种典型滑动轴承的设计计算方法；
- 3) 往复式滑动支承的设计计算方法；
- 4) 弹性流体润滑理论及其应用；
- 5) 湍流润滑理论与非牛顿流体润滑理论以及其应用计算方法。

本书可作为从事摩擦学、滑动与滚动轴承、齿轮、凸轮-挺柱和辊轧技术等方面的理论研究与设计的工程技术人员、大专院校教师、研究生及高年级学生等的专业参考书。

全书承蒙江厚榭先生审阅，并提出许多宝贵意见，作者在此谨表示深切的感谢。

本书的第三、四、五章由陈伯贤编写；第九、十章由裘祖干编写；第一、七章由陈伯贤、裘祖干编写；第二、八章由张慧生、裘祖干编写；第六章由三人共同编写。限于作者水平，内容不妥之处在所难免，恳请广大读者批评指正。

编者

目 录

第一章 基本方程	1
一、概述	1
二、质量守恒：连续方程	11
三、动量守恒：纳维-斯托克斯方程	13
四、雷诺方程	19
五、能量方程：热力学第一定律	27
六、粘性流动问题的边界条件	29
第二章 雷诺方程的数值求解方法	32
一、差分法求解雷诺方程	33
二、有限元法求解雷诺方程	42
第三章 一维稳态流体动力润滑滑动支承	50
一、径向滑动轴承	51
二、推力滑动支承	72
第四章 二维稳态流体动力润滑滑动轴承	97
一、径向滑动轴承	99
二、推力滑动轴承	149
第五章 静压轴承	159
一、径向滑动轴承	160
二、推力滑动轴承	176
第六章 动载滑动轴承	189
一、承载油膜的压强分布与承载力	190
二、轴心轨迹	207
三、润滑油的流量	219
四、轴承副的耗功	230

VI

五、粗糙轴承的分析和计算	238
六、轴承摩擦副磨损的预测	250
七、气蚀	259
第七章 往复运动摩擦副的流体动力润滑	266
一、活塞-缸套摩擦副	267
二、活塞环-缸套摩擦副	281
三、活塞环组的润滑	288
第八章 弹性流体动力润滑	297
一、基本方程	297
二、滚动体稳态弹性流体动力润滑	303
三、滚动体动态弹性流体动力润滑	316
四、板料辊轧润滑分析	333
第九章 非牛顿流体润滑	349
一、本构方程	349
二、滑动轴承中粘弹性流体的润滑	358
三、幂律流体润滑在径向轴承中应用	366
第十章 湍流润滑理论及计算	372
一、湍流润滑流动的基本方程	373
二、康斯坦丁内斯库方法	374
三、恩格-潘方法	377
四、青木弘和原田正躬方法	381
五、海尔斯方法	383
参考文献	387

第一章 基本方程

一、概 述

原始人在制作生产用具和武器时，端部常制成尖锐状，这表明他们已经意识到并部分地解决了粘性阻力问题。阿基米德（公元前287~212年）作了两个浮力的假设，给出了静止的粘性流体问题的解。1500年，达·芬奇推导出一维不可压缩粘性流体的质量守恒方程。1687年，牛顿在其“原理”一书中，对一般流体的粘性作了如下的描述：“流体的两部分（若其他情况一样）由于缺乏润滑性而引起的阻力，同流体两部分彼此分开的速度成正比。”牛顿采用这种线性粘度定律导出了旋转圆柱体周围的速度分布。后来，纳维(Navier, 1827年)，考奇(Cauchy, 1828年)，波斯索(Poisson, 1829年)和圣·维南(ST. Venant, 1843年)对欧拉理想流体方程加上相应的摩擦力项，得到了各自的方程，而斯托克斯(Stokes, 1845年)采用了第一粘性系数 μ ，得到了粘性流体力学基本方程，即纳维-斯托克斯(Navier-Stokes)方程。这类方程用解析法求解是困难的，而且通常是不稳定的。1904年，L. 普兰德特利(L. Prandtl)证明了小粘度流体流动中存在薄的边界层，这是粘性流动理论的重大成就，由此产生的粘性与无粘性匹配方法，使粘性流动易于作近似分析。

1886年，O. 雷诺(O. Reynolds)在B. 托尔(B. Tower)的机车轮轴轴承实验的基础上，给出了纳维-斯托克斯方程

关于薄层润滑膜的特殊形式——雷诺方程，将粘性流体动力学理论用于润滑工程的薄层润滑膜中，从而建立了薄层润滑膜的基本方程。

除另作说明外，本书所讨论的薄层润滑膜中介质是具有下述两个特性的流体：1) 连续流体；2) 粘性流体。

连续流体的定义，是指该流体在点 P 处的密度 ρ 、应力和运动速度应满足下列表达式：

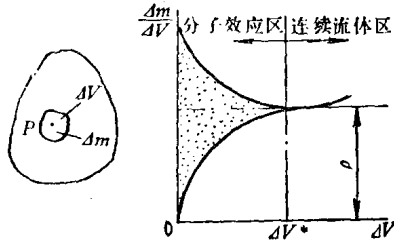


图 1-1-1

1) 在点 P 处流体的密度，如图1-1-1所示，为

$$\rho \equiv \lim_{\Delta V \rightarrow \Delta V^*} \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad (1-1-1)$$

式中 ΔV ——流体微元的体积；

Δm ——该微元的质量。

2) 在点 P 处流体沿方向 \vec{l} 的正应力和剪应力，如图1-1-2所示，为

$$\sigma_n \equiv \lim_{\Delta A \rightarrow \Delta A^*} \frac{\Delta F_n}{\Delta A} \quad (1-1-2)$$

$$\sigma_t \equiv \lim_{\Delta A \rightarrow \Delta A^*} \frac{\Delta F_t}{\Delta A} \quad (1-1-3)$$

式中 ΔF_n 、 ΔF_t ——分别为作用在以 \vec{l} 方向为法线方向的面元 ΔA 上的法向力与剪切力。

3) 在点 P 处流体的运动速度取值为以点 P 为质心，体

积为 ΔV^* 流体微元运动的平均速度。

由分子或原子组成的流体，一般情况下 ΔV^* 和 ΔA^* 是足够的，但是仍然有一定的量值，使 ΔV^* 包含的分子或原子个数能取统计平均值后，有确定的力学量（例如速度、压力、密度），在宏观上，微元 ΔV^* 可以作为质点处理。

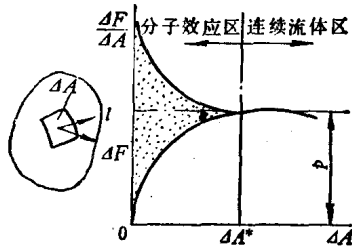


图 1-1-2

作为粘性流体，具有如下两种性质：1) 在剪应力作用下，无论这个应力如何小，流体将连续地变形；2) 剪应力的大小取决于角变形率。对于一般流体，剪应力是应变率的唯一函数，即

$$\sigma_{xy} = f(e_{xy}) \quad (1-1-4)$$

剪应力 σ_{xy} 、应变率 e_{xy} 的定义分别见式(1-3-4)和式(1-1-21)。上述两个性质均为实验所证实。

按照粘性流体的剪应力与应变率的函数关系的不同，可以把粘性流体分为两类：

1) 牛顿流体：如果从没有应力和变形的状态开始，剪应力与应变率成正比，这种流体称为牛顿流体。在这种情况下，比例常数定义为绝对粘性系数，或称动力粘性系数。

2) 非牛顿流体：如果剪应力与应变率的函数关系式(1-1-4)是非线性的，称为非牛顿流体。

图1-1-3给出了牛顿流体与某些非牛顿流体的剪应力-应变率曲线(σ - e 曲线)。显然，不能抵抗剪应力的流体，它的 σ - e 曲线必定通过原点。如果流体的 σ - e 曲线不通过

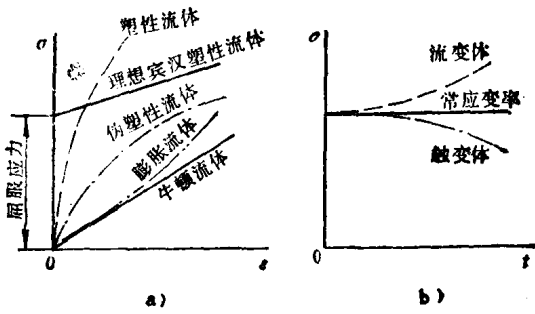


图 1-1-3

原点，而在零应变率 ($\dot{\epsilon} = 0$) 处显示出有限的剪应力，这种流体称为屈服流体。

$\sigma - \dot{\epsilon}$ 曲线的斜率随着剪应力的增加而减小的流体，通常称为塑性流体。当流体的这种斜率变小的效应很强时，这种流体称为塑性流体。

$\sigma - \dot{\epsilon}$ 曲线的斜率随剪应力的增加而增大的流体，通常称为膨胀流体。

如图1-1-3所示，有一些非牛顿流体的性状与时间有关，如果应变率不变，剪应力随时间变化而降低的物质，称为触变体，如果具有相反效应，这种物质称为流变体。

宾汉 (Bingham) 塑性流体具有有限屈服应力，并在有限应变率时， $\sigma - \dot{\epsilon}$ 曲线是线性的。

通常，非牛顿流体的剪应力与应变率关系采用奥斯特瓦德 (Ostwald) 的幂律函数的近似表达式，即

$$\sigma_{xy} \approx 2k_1 \dot{\epsilon}_{xy}^n \tag{1-1-5}$$

式中 k_1, n —— 物质参数。

显然，当 $n < 1$ 时为伪塑性流体， $n > 1$ 时为膨胀流

体，而 $n = 1$ 时为牛顿流体。

在润滑工程中，大部分的润滑介质近似于牛顿流体，所以本书的主要篇幅是讨论牛顿流体的润滑问题。鉴于在润滑工程中日益广泛采用具有非牛顿流体性质的润滑介质，在第九章中，也将讨论非牛顿流体的润滑问题。

实践表明，在润滑工程所采用的润滑介质中，总是或多或少含有性质和形状差异甚大的机械杂质，这些机械杂质的存在，将使薄层润滑膜的分析工作变得复杂和困难。为了便于分析，与通常的文献一样，本书将把薄层润滑膜中的润滑介质作为单相流体处理。

流体的特性，通常可分为四类：

- 1) 运动学特性：例如线速度、角速度、加速度、应变率、涡量等。
- 2) 输运特性：例如粘度、热导率、质量扩散系数等。
- 3) 热力学特性：例如压力、密度、温度、焓、熵等。
- 4) 还有诸如表面张力、蒸气压力等其他特性。

对流体的特性，简单介绍如下：

1. 运动学特性

在流体润滑理论中最为关心的是流体速度。对于选定的直角坐标系 Θ ，采用欧拉法描述流体的运动，欧拉速度向量场可定义如下：

$$\begin{aligned}\vec{V}(\vec{r}, t) &= \vec{V}(x, y, z, t) \\ &= \vec{i}u(x, y, z, t) + \vec{j}v(x, y, z, t) \\ &\quad + \vec{k}w(x, y, z, t)\end{aligned}\quad (1-1-6)$$

当求得速度分量 u 、 v 、 w 时，通常就给出了流体力学问题的解。

⊖ 除特别说明外，本书中将采用直角坐标系作为参考坐标系。

对于力学中三个基本定律：质量守恒，动量守恒和能量守恒定律通常是采用拉格朗日法描述。设 G 为所讨论的特征量（例如速度、加速度），对于独立变量 x 、 y 、 z 和 t ，它的全微分为

$$dG = \frac{\partial G}{\partial x} dx + \frac{\partial G}{\partial y} dy + \frac{\partial G}{\partial z} dz + \frac{\partial G}{\partial t} dt \quad (1-1-7)$$

对于所考察的随流体而运动的同一质点，其空间增量为

$$dx = u dt, \quad dy = v dt, \quad dz = w dt \quad (1-1-8)$$

将式(1-1-8)代入式(1-1-7)，整理后得到 G 的全微商表达式：

$$\frac{dG}{dt} = \frac{\partial G}{\partial t} + u \frac{\partial G}{\partial x} + v \frac{\partial G}{\partial y} + w \frac{\partial G}{\partial z} \quad (1-1-9)$$

方程(1-1-9)的左侧 dG/dt 称为物质微商，右侧第一项为局部微商，右侧后三项为对流微商。方程(1-1-9)的向量形式为

$$\frac{d\vec{G}}{dt} = \frac{\partial \vec{G}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{G} \quad (1-1-10)$$

式中 ∇ —— 梯度算子，即 $\vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$ 。

流体微元的运动比刚体运动复杂。通常，流体微元运动存在四种不同类型的运动或变形：1) 平移运动；2) 转动；3) 伸缩应变；4) 剪切应变。设在时刻 t ，流体微元 $N(x, y, z)$ 与其邻域的流体微元 $M(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z)$ ，它们的速度分别为 (u_0, v_0, w_0) 和 (u, v, w) 。按泰勒级数展开，在一阶近似下得到 u 、 v 、 w 的表达式：

$$u = u_0 + \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_0 \Delta x + \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_0 \Delta y + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_0 \Delta z \quad (1-1-11)$$

$$v = v_0 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_0 \Delta x + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_0 \Delta y + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_0 \Delta z \quad (1-1-12)$$

$$w = w_0 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_0 \Delta x + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)_0 \Delta y + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_0 \Delta z \quad (1-1-13)$$

將方程 (1-1-11)、(1-1-12) 和 (1-1-13) 改写成

$$u = u_0 + \varepsilon_{xx} \Delta x + \varepsilon_{xy} \Delta y + \varepsilon_{xz} \Delta z + \frac{1}{2} \Omega_y \Delta z - \frac{1}{2} \Omega_z \Delta y \quad (1-1-14)$$

$$v = v_0 + \varepsilon_{yx} \Delta x + \varepsilon_{yy} \Delta y + \varepsilon_{yz} \Delta z + \frac{1}{2} \Omega_z \Delta x - \frac{1}{2} \Omega_x \Delta z \quad (1-1-15)$$

$$w = w_0 + \varepsilon_{zx} \Delta x + \varepsilon_{zy} \Delta y + \varepsilon_{zz} \Delta z + \frac{1}{2} \Omega_x \Delta y - \frac{1}{2} \Omega_y \Delta x \quad (1-1-16)$$

其中

$$\varepsilon_{xx} = \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_0, \quad \varepsilon_{yy} = \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_0, \quad \varepsilon_{zz} = \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_0 \quad (1-1-17)$$

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} &= \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_0 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_0 \right] \\ \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy} &= \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)_0 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_0 \right] \\ \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{xz} &= \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_0 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_0 \right] \end{aligned} \right\} \quad (1-1-18)$$

$$\begin{aligned} \Omega_x &= \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)_0 - \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_0, & \Omega_y &= \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_0 - \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_0, \\ \Omega_z &= \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_0 - \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_0 \end{aligned} \quad (1-1-19)$$

显然, u_0 、 v_0 、 w_0 表征流体微元的平移运动; Ω_x 、 Ω_y 、 Ω_z 表征流体微元的转动; $\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx}$, $\varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy}$, $\varepsilon_{zx} = \varepsilon_{xz}$ 表征流体微元的剪切应变率; ε_{xx} 、 ε_{yy} 、 ε_{zz} 表征流体微元的伸缩应变率。流体微元的平移运动和转动不会使流体微元产生畸变, 只有应变率 (包括伸缩应变率和剪切应变率) 才会引起流体微元的变形, 从而引起粘性应力。

方程 (1-1-14)、(1-1-15) 和 (1-1-16) 的向量形式

$$\vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{V}_r + \frac{1}{2} \vec{\Omega} \times \vec{r} \quad (1-1-20)$$

式中 \vec{V}_r —— 流体微元的变形运动;

$$r = (\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2)^{\frac{1}{2}}$$

流体微元作为一个整体, 应变率构成一个二阶对称张量, 可用下列矩阵表示:

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (1-1-21)$$

应变率张量 ε_{ij} 为空间位置 x 、 y 、 z 的函数, 它存在与坐标系的选择无关的三个不变量:

$$I_1 = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} \quad (1-1-22)$$

$$I_2 = \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{xy}^2 - \varepsilon_{yz}^2 - \varepsilon_{zx}^2 \quad (1-1-23)$$

$$I_3 = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix} \quad (1-1-24)$$

并且存在唯一的一组坐标轴, 使得剪切应变率为零, 这组坐标轴称为主轴。对于主轴, 应变率张量为

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix} \quad (1-1-25)$$

在这种情况下，三个张量不变量为

$$I_1 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 \quad (1-1-26)$$

$$I_2 = \varepsilon_1 \varepsilon_2 + \varepsilon_2 \varepsilon_3 + \varepsilon_3 \varepsilon_1 \quad (1-1-27)$$

$$I_3 = \varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3 \quad (1-1-28)$$

由方程(1-1-10)，若特征量 \vec{G} 为流体速度时，有

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \quad (1-1-29)$$

2. 输运特性

流体的粘度、热导率和质量扩散系数三个特性分别与动量、热量和质量输运有关。粘度是将动量通量与速度梯度联系起来，而热导率将热通量与温度梯度联系起来，质量扩散系数将质量扩散与浓度梯度相联系。

流体的粘度被定义为一种施加在流体上的应力同产生的应变率联系起来的流体特性。对于牛顿流体，用下式来定义粘度：

$$\sigma_{xy} = 2k_1 e_{xy} = 2\mu e_{xy} \quad (1-1-30)$$

式中 μ —— 流体粘度。

对于非牛顿流体，一般可用方程(1-1-5)表达，由方程(1-1-5)得

$$\sigma_{xy} = 2k_1 e_{xy}^n = 2(k_1 e_{xy}^{n-1}) e_{xy} = 2\mu e_{xy} \quad (1-1-31)$$

实验表明，液体的粘度通常是随温度的升高而迅速降低，并且总是随着压力的增加而增大。

热力学已经确定：热流量是温度梯度的结果。可采用傅

里叶 (Fourier) 定律表达热流量和温度梯度之间的比例关系, 即

$$\vec{q} = -k\nabla T \quad (1-1-32)$$

比例系数 k 为流体的热导率。由于流体是各向同性的, 所以热导率是没有方向性的, 它是热力学特性, 象粘度一样随温度和压力变化。

由于本书不涉及到关于质量扩散的润滑问题, 故这里不再论述质量扩散的输运问题。

3. 热力学特性

实际上粘性流动不能处于平衡状态, 如果没有化学反应和象强激波那样突然变化的状态, 在正常密度的情况下, 偏离平衡的程度是可以忽略的。有理由假定: 运动的粘性流体是纯粹物质, 它的一些特性可以用普通的平衡热力学联系起来。这些特性中最为重要的是压强、密度、温度、内能、焓和焓。

对于所考察的系统, 热力学第一定律可用下式表达:

$$dE = dQ + dN \quad (1-1-33)$$

式中 dE ——系统的总能量变化;

dQ ——加入系统的热量;

dN ——对系统所作的功。

对于单位质量, 流体的比内能 e 是比焓 s 和密度 ρ 的函数, 即

$$e = e(s, \rho) \quad (1-1-34)$$

方程(1-1-34)是典型的状态方程。温度和压强可用下式表达:

$$T = \left. \frac{\partial e}{\partial s} \right|_{\rho} \quad (1-1-35)$$