

液压动力控制系统

徐霖 于今 吕伟华 编著

重庆大学出版社

液压动力控制系统

重庆大学

FP271

TP 271
L79

205238

液压动力控制系统

徐霖 于今 吕伟华 编著



重庆大学出版社

内 容 提 要

本书介绍了液压元件及系统的基本特性和动态特性。全书共十章,主要内容是:流体动力学基本方程式,液压管路、蓄能器、液压泵、液动机及液压阀的特性,电液数字元件,阀控缸及马达系统,泵控缸及马达系统,液压系统动力学中的数学方法等。

本书可作为高等院校流体传动与控制专业或相关机械专业的研究生、高年级本科生的教材,也可作为有关工程技术人员的培训教材或参考书。

D1120/06



液 压 动 力 控 制 系 统

徐霖 于今 吕伟华 编著
责任编辑 黄开植

*
重庆大学出版社出版发行
新华书店经销
重庆电力印刷厂印刷

*
开本:787×1092 1/16 印张:8.75 字数:212千
1996年3月第1版 1996年3月第1次印刷
印数:1—5000册

ISBN 7-5624-1122-0/TH·52 定价:8.60元

(川)新登字 020 号

前 言

本书是为流体传动与控制专业或相关机械专业的研究生、高年级本科生的课程《液压系统动力学》编写的教材。

在编写本书时,力求内容少而精,并尽可能反映国内外的液压新技术和研究成果。在介绍液压元件及系统的基本特性后,重点对其动态特性进行了深入的分析。本书也可作为有关工程技术人员的培训教材或参考书。

本书第一、四、六、八、十章由徐霖编写,第二、三、七章由于今编写,第五、九章由吕伟华编写,全书由徐霖主编。

由于我们的水平所限,书中难免出现不妥和错误,恳请读者指正。

徐霖、于今、吕伟华

1995年8月

目 录

第一章 流体动力学基本方程式	1
§ 1-1 欧拉(Euler)方程式	1
§ 1-2 连续性方程式	3
§ 1-3 纳维-斯托克斯(Naver-Stokes)方程式	4
§ 1-4 伯努利(Bernoulli)方程式	6
§ 1-5 动量方程式	7
第二章 液压管路	9
§ 2-1 液压管路的基本特性	9
§ 2-2 液压管路的动态特性	12
第三章 蓄能器	23
§ 3-1 蓄能器的基本特性	23
§ 3-2 蓄能器的动态特性	28
§ 3-3 蓄能用蓄能器回路的特性分析	29
§ 3-4 吸收液压冲击的蓄能器回路特性分析	30
§ 3-5 吸收脉动压力的蓄能器回路特性分析	32
第四章 液压泵	37
§ 4-1 液压泵的基本特性	37
§ 4-2 液压泵的动态特性	38
第五章 液动机	43
§ 5-1 液压缸的特性	43
§ 5-2 液压马达的特性	48
第六章 液压阀	52
§ 6-1 滑阀的特性	52
§ 6-2 锥阀的特性	57
§ 6-3 溢流阀的特性	60
§ 6-4 调速阀的特性	67
第七章 电液数字元件	72
§ 7-1 概述	72
§ 7-2 步进电机的特性	74
§ 7-3 电液数字泵	79
§ 7-4 电液数字溢流阀	87
§ 7-5 电液数字方向流量阀	91
第八章 阀控缸 马达系统	94
§ 8-1 方向流量阀控缸系统	94

§ 8-2	液压位置刚度	96
§ 8-3	方向节流阀控马达系统	97
§ 8-4	开关型阀控缸系统	98
§ 8-5	反馈控制阀控缸系统	101
第九章	泵控缸 马达系统	104
§ 9-1	泵控缸、马达系统的基本特性	104
§ 9-2	泵控马达系统的动态特性	107
§ 9-3	反馈控制泵控马达系统	110
§ 9-4	变量泵中变量机构的特性	111
第十章	液压系统动力学中的数学方法	115
§ 10-1	微分方程	115
§ 10-2	拉普拉斯变换与传递函数	116
§ 10-3	动态方块图	119
§ 10-4	信号流图	121
§ 10-5	频率特性	123
§ 10-6	状态空间表达式	125
§ 10-7	功率键合图	127
参考文献	131

第一章 流体动力学基本方程式

流体动力学是研究流体在外力作用下的运动规律,即研究作用在流体上的力与流体运动之间的关系。作用在流体上的力除了考虑压力和质量力外,还要考虑粘性力以及流体压缩性的影响等。为了便于研究,一般先从理想流体着手建立基本方程式,然后根据实际情况对理想流体基本方程式加以修正,从而得到满足各种条件的流体动力学基本方程式。

研究流体运动规律有两种分析方法,其一是拉格朗日(Lagrange)法,它侧重于研究流体质点的运动参数随时间变化的规律,在研究流体波动问题时常用此法。其二是欧拉(Euler)法,它侧重于研究流体质点通过空间固定点时的运动参数随时间变化的规律,本章主要介绍用欧拉法来研究流体的运动规律。

§ 1-1 欧拉(Euler)方程式

理想流体(无压缩性又无粘性的流体)的运动方程式称欧拉方程式。在充满运动流体的空间(称流场)中建立如图 1.1 所示的直角坐标系,其中任一点 $A(x, y, z)$ 在 x, y, z 方向的流速分别为 u, v, w , 首先分析在 x 方向的运动规律。

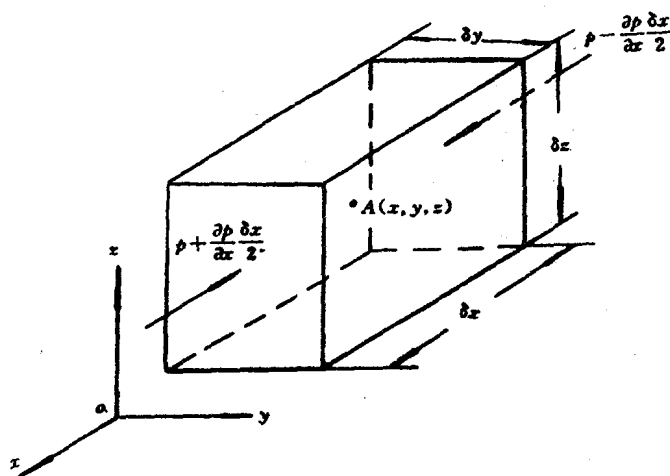


图 1.1

流速 u 既是空间坐标的函数,又是时间的函数,因此可用下式表示

$$u = f(x, y, z, t) \quad (1.1)$$

在时刻 t , 取以 A 点为形心的一个微元六面体, 其边长分别为 $\delta x, \delta y$, 及 δz , 由于该六面体很小, 可以认为其密度 ρ 和温度 T 是不变的。经过时间 δt 后, 即在时刻 $t + \delta t$ 时, 该微元六面体

移动到点 $(x+u\delta t, y+v\delta t, z+w\delta t)$, 于是微元六面体的速度变化量为

$$\begin{aligned} & f(x+u\delta t, y+v\delta t, z+w\delta t, t+\delta t) - f(x, y, z, t) \\ & \approx \frac{\partial f}{\partial t}\delta t + \frac{\partial f}{\partial x}u\delta t + \frac{\partial f}{\partial y}v\delta t + \frac{\partial f}{\partial z}w\delta t \\ & = \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z}\right)\delta t \end{aligned} \quad (1.2)$$

即微元六面体在 δt 时间内动量的改变量为

$$\delta M = \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z}\right)\delta t \times (\rho\delta x\delta y\delta z) \dots \quad (1.3)$$

上式所表示的量, 应等于 δt 时间内作用于微元六面体上力的冲量, 因此有点 $A(x, y, z)$ 处流体的加速度为

$$a_x = \frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} \quad (1.4)$$

作用于微元六面体上的力有表面力、质量力。在图 1.1 中, 假设作用于形心 A 的压力为 p , 流体的单位质量力在 x 方向上的分力为 X , 则作用力在 x 方向上的分力为

$$p\delta y\delta z - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x}\delta x\right)\delta y\delta z + \rho X\delta x\delta y\delta z \quad (1.5)$$

上式乘 δt 而得的冲量应等于式(1.3), 即

$$\rho X - \frac{\partial p}{\partial x} = \rho\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z}\right) \quad (1.6)$$

同理, 对于 y 和 z 方向上有

$$\rho Y - \frac{\partial p}{\partial y} = \rho\left(\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial v}{\partial z}\right) \quad (1.7)$$

$$\rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} = \rho\left(\frac{\partial w}{\partial t} + u\frac{\partial w}{\partial x} + v\frac{\partial w}{\partial y} + w\frac{\partial w}{\partial z}\right) \quad (1.8)$$

式中 Y 和 Z 是单位质量力在 y 和 z 方向上的分力。为简化数学符号, 令

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z}$$

$$\frac{Dv}{Dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial v}{\partial z}$$

$$\frac{Dw}{Dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + u\frac{\partial w}{\partial x} + v\frac{\partial w}{\partial y} + w\frac{\partial w}{\partial z}$$

则式(1.6)~式(1.8)可以写成

$$\left. \begin{aligned} \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} &= \rho \frac{Du}{Dt} \\ \rho Y - \frac{\partial p}{\partial y} &= \rho \frac{Dv}{Dt} \\ \rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} &= \rho \frac{Dw}{Dt} \end{aligned} \right\} \quad (1.9)$$

式(1.9)是单位质量流体的运动方程式, 称为欧拉方程式。显然其物理本质是牛顿第二定律, 它表征了作用在流体上的力与流体运动加速度之间的关系。值得注意的是, 上述推导是假定流体与坐标面平行的应力(即摩擦力)为零的条件下建立的, 因此欧拉方程式仅适用于理

想流体。

§ 1-2 连续性方程式

将质量守恒定律应用于流体的运动中,即为连续性方程式。在图 1.2 中,流入与流出微元六面体的流体质量之差(即留在六面体内的质量),应等于该微元六面体内流体质量的增量。

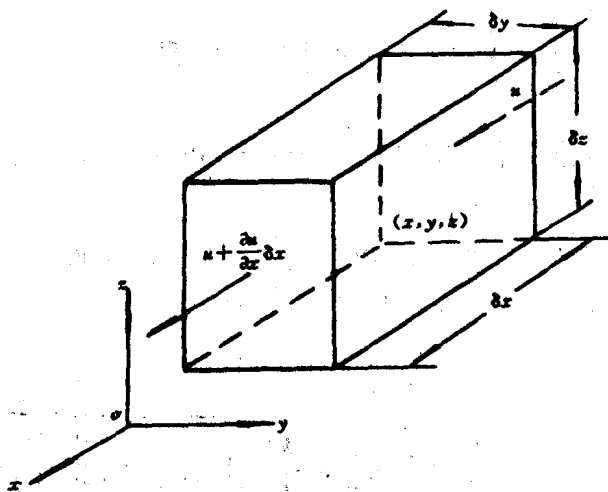


图 1.2

x 方向上在 δt 时间内,留在六面体内的质量为

$$(\rho u) \delta y \delta z \delta t - \left[\rho u + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) \delta x \right] \delta y \delta z \delta t = - \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) \delta x \delta y \delta z \delta t$$

同理,在 y 方向上留有质量为

$$(\rho v) \delta x \delta z \delta t - \left[\rho v + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) \delta y \right] \delta x \delta z \delta t = - \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) \delta y \delta x \delta z \delta t$$

在 z 方向上留有质量为

$$(\rho w) \delta x \delta y \delta t - \left[\rho w + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) \delta z \right] \delta x \delta y \delta t = - \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) \delta z \delta x \delta y \delta t$$

因此,微元六面体内在 x, y, z 3 个方向上留有的质量为

$$- \left[\frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) \right] \delta x \delta y \delta z \delta t \quad (1.10)$$

又由于六面体体积是不变化的,其质量增量是由密度的变化引起的,所以有质量增量为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} \delta x \delta y \delta z \delta t \quad (1.11)$$

因此,由式(1.10)和(1.11)可得

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \left[\frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) \right] \quad (1.12)$$

或
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) \right] = 0 \quad (1.13)$$

式(1.13)称为流体的连续性方程式,其物理意义是:流体在单位时间流经单位体积空间流入与流出的质量差与其内部质量变化的代数和为零。如果流体是不可压缩的,即 $\rho = \text{常数}$,则有

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.14)$$

式(1.14)称为不可压缩流体的连续性方程式,它表明流体在单位时间流经单位体积空间流入与流出的质量相等。

对于理想流体的运动,可以用式(1.14)与式(1.9)完全描述,在已知边界条件下,对以上两式联立求解,即可求得 $u(x, y, z, t)$, $v(x, y, z, t)$, $w(x, y, z, t)$ 和 $p(x, y, z, t)$ 。不过通常情况下,往往对流体的运动情况做一些假定,在这些假定条件下进行简化求解。

§ 1-3 纳维-斯托克斯(Naver-Stokes)方程式

粘性流体的运动方程式称为纳维-斯托克斯方程式。如果在微元六面体上,作用于表面的力还考虑与面平行的应力分量,则在 x 方向上由图 1.3 可得

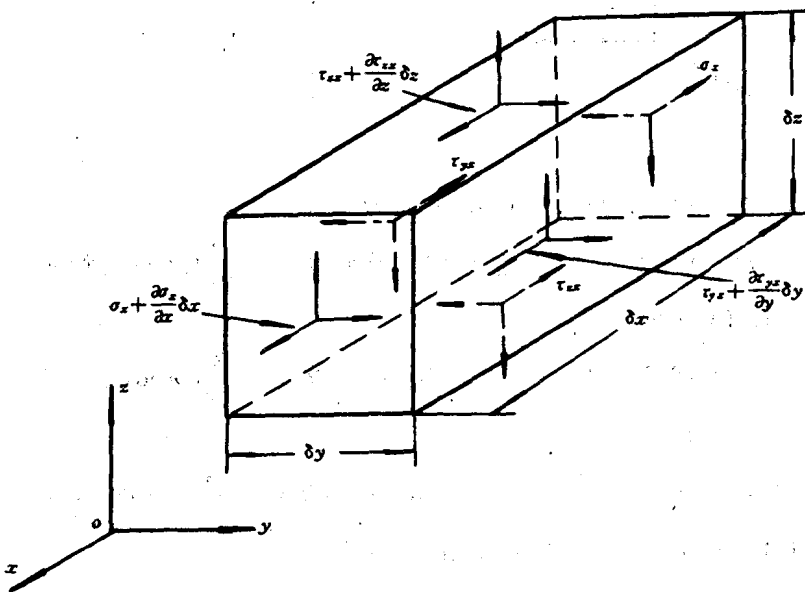


图 1.3

$$\begin{aligned} & \left[\left(\sigma_x + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} \delta x \right) - \sigma_x \right] \delta y \delta z + \left[\left(\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \delta y \right) - \tau_{yx} \right] \delta z \delta x \\ & + \left[\left(\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \delta z \right) - \tau_{zx} \right] \delta x \delta y = \left(\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) \delta x \delta y \delta z \end{aligned} \quad (1.15)$$

用式 1.15 表示的力代替图 1.1 中的 $-(\partial p / \partial x) \delta x \delta y \delta z$, 即为微元六面体表面上的作用力。因此,考虑摩擦应力时,流体运动方程式为

$$\left. \begin{aligned} \rho X + \left(\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) &= \rho \frac{Du}{Dt} \\ \rho Y + \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \right) &= \rho \frac{Dv}{Dt} \\ \rho Z + \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \right) &= \rho \frac{Dw}{Dt} \end{aligned} \right\} \quad (1.16)$$

通过研究微元六面体的变形,可以导出

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= -p - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \\ \sigma_y &= -p - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \\ \sigma_z &= -p - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (1.17)$$

$$\left. \begin{aligned} \tau_{xy} = \tau_{yx} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \tau_{yz} = \tau_{zy} &= \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \tau_{zx} = \tau_{xz} &= \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \end{aligned} \right\} \quad (1.18)$$

式(1.17)与式(1.18)中的 μ 为流体的动力粘度。

由式(1.16), (1.17)和(1.18)可得粘性流体在 x 、 y 和 z 方向上的运动方程式为

$$\left. \begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{3}\nu \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) &= \frac{Du}{Dt} \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{3}\nu \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) &= \frac{Dv}{Dt} \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{3}\nu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) &= \frac{Dw}{Dt} \end{aligned} \right\} \quad (1.19)$$

式中 $\nu = \mu/\rho$ 是运动粘度,称式(1.19)为粘性流体的纳维-斯托克斯方程式。

如果忽略流体的压缩性,由式(1.14)可知,式(1.19)可简化为

$$\left. \begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) &= \frac{Du}{Dt} \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) &= \frac{Dv}{Dt} \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) &= \frac{Dw}{Dt} \end{aligned} \right\} \quad (1.20)$$

式(1.20)称为不可压缩流体的纳维-斯托克斯方程式。上式与式(1.9)的欧拉方程式相比较,十分明显地增加了粘性项

$$\nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \dots$$

等。显然,纳维-斯托克斯运动方程式是非线性的偏微分方程式,求其精确解析解是非常困难的,但可借助于电子计算机求其数值解。

§ 1-4 伯努利(Bernoulli)方程式

将能量守恒定律应用于流体的运动中,即为伯努利方程式。如果某微元六面体的单位质量势能为 φ ,则有

$$X = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, Y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, Z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (1.21)$$

当流速 u, v, w 用下面形式表示时

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial x}, v = \frac{\partial \psi}{\partial y}, w = \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (1.22)$$

式中 ψ 称速度势。将式(1.22)代入式(1.6),可得

$$X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \frac{\partial \psi}{\partial y} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (1.23)$$

如果式(1.21)对 X 成立,则式(1.23)可写成

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{p}{\rho} + \varphi \right) = 0 \quad (1.24)$$

若令

$$E = \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{p}{\rho} + \varphi \quad (1.25)$$

则有

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 0 \quad (1.26)$$

同理有

$$\frac{\partial E}{\partial y} = 0, \frac{\partial E}{\partial z} = 0 \quad (1.27)$$

于是由式(1.25)、(1.26)、(1.27)和(1.22)可得

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) + \frac{p}{\rho} + \varphi = E(t) \quad (1.28)$$

式(1.28)称为伯努利方程式,它仅是时间 t 的函数,该式也称单位质量的能量方程式,式中 $(u^2 + v^2 + w^2)/2$ 叫做动能, p/ρ 叫做压力能, φ 叫做势能。

对于定常流动,由于

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0 \quad (1.29)$$

所以定常流动的伯努利方程式为

$$\frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) + \frac{p}{\rho} + \varphi = \text{const} \quad (1.30)$$

当势能 φ 仅限于重力势能时,则有

$$\frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) + \frac{p}{\rho} + gz = \text{const} \quad (1.31)$$

式中 g 为重力加速度, z 以垂直向上为正方向。

下面讨论粘性流体作一维流动时的伯努利方程式。如图 1.4 所示,在流道 1-1 处和 2-2

处,其单位质量的能量变化为

$$\left(\frac{v_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} + gz_1\right) - \left(\frac{v_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho} + gz_2\right) = h_w \quad (1.32)$$

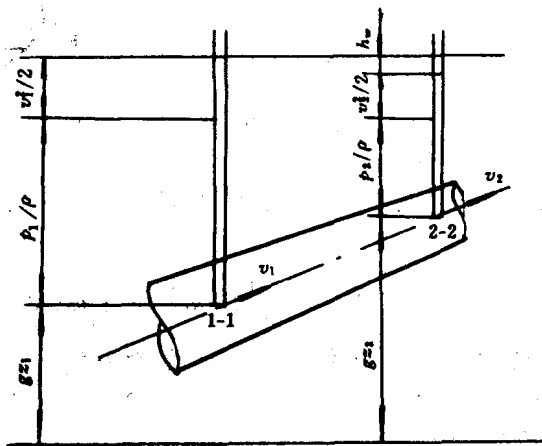


图 1.4

式中 h_w 为流道中的能量损失。

由于具有粘性的流动中,流道各断面处的流速分布一定是不均匀的,因此将流道分成许多流管的集合来讨论。设各流管内的流量为 dQ ,故由式(1.32)可得在流道断面 A 处有

$$\rho g \int_A \left[\left(\frac{v_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} + gz_1 \right) - \left(\frac{v_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho} + gz_2 \right) \right] dQ = \rho g \int h_w dQ \quad (1.33)$$

若断面 A 处的平均流速为 \bar{v} ,则

$$\int_A v^2 dQ = \alpha \bar{v}^2 Q \quad (1.34)$$

式中 α 为断面 A 处的速度分布所确定的值。

假设在断面上压力 p 为常数, z 为该断面中心处的值, h_w 为平均能量损失,则有

$$\left(\frac{\alpha_1 \bar{v}_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} + gz_1 \right) - \left(\frac{\alpha_2 \bar{v}_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho} + gz_2 \right) = h_w \quad (1.35)$$

式(1.35)即为粘性流体作一维流动时的伯努利方程式。

§ 1-5 动量方程式

将质点动量定理应用在流体场中即为动量方程式。在直角坐标系中,对于 x 方向,有

$$F_x = \frac{d}{dt} \left(\sum u \delta m \right) \quad (1.36)$$

式中, F_x 为作用在流体上 x 方向的力, u 为 x 方向的流速, δm 为微元流体的质量。

如图 1.5 所示, V 为流体中的任一固定控制体积,其表面 S 称为控制面,图中实线表示时刻 t 时控制体的边界,虚线表示经过时间 δt 后,即时刻 $t + \delta t$ 时控制体的边界,显然在 δt 时间

间隔内动量在 x 方向的变化率为

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\sum u \delta m) &= \frac{1}{\delta t} [(\sum u \delta m)_{t, t+\delta t} - (\sum u \delta m)_{t, t} \\ &\quad + (\sum u \delta m)_{t, t+\delta t} - (\sum u \delta m)_{t, t}] \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho u dV + \int_S \rho u v_n dS \end{aligned} \quad (1.37)$$

式中, v_n 为控制面的面积微元 dS 的垂直方向的速度分量(流出速度为+号, 流进速度为-号)。

如将作用力 F_x 分为质量力 $(F_V)_x$ 和表面力 $(F_S)_x$, 则有

$$(F_V)_x + (F_S)_x = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho u dV + \int_S \rho u v_n dS \quad (1.38)$$

上式说明作用于固定控制体积 V 中流体上的 x 方向的力为 V 内动量对时间的变化率和单位时间通过控制面 S 流出的动量之和。

对不可压缩流体, 式(1.38)可写成

$$(F_V)_x + (F_S)_x = \rho \int_V \frac{\partial u}{\partial t} dV + \rho \int_S u v_n dS \quad (1.39)$$

上式右端第一项应用高斯公式, 改为面积积分, 整理可得

$$\left. \begin{aligned} (F_V)_x + (F_S)_x &= \rho \int_S \left(x \frac{\partial v_n}{\partial t} + u v_n \right) dS \\ (F_V)_y + (F_S)_y &= \rho \int_S \left(y \frac{\partial v_n}{\partial t} + v v_n \right) dS \\ (F_V)_z + (F_S)_z &= \rho \int_S \left(z \frac{\partial v_n}{\partial t} + w v_n \right) dS \end{aligned} \right\} \quad (1.40)$$

式中, v, w 分别为 y, z 方向的流速分量。

式(1.40)表明, 如果知道流入和流出控制体积的动量, 就可以知道流体所受到的作用力, 这就是流体动力学中的动量方程式。

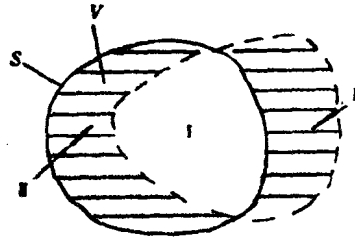


图 1.5

第二章 液压管路

液压管道是液压系统中的一种辅助元件,其作用是将各液压元件连接起来,从而构成各种回路。管道的特性对系统性能的优劣具有很大的影响,本章主要研究管路中流体流动的动力学问题。

§ 2-1 液压管路的基本特性

管路中的流体动力学问题,首先是压力损失问题。粘性流体在管道内流动时,都要受到与流动方向相反的流体阻力,消耗能量,而以压力降反映出来,故称为压力损失,或水头损失。管流的压力损失分为沿程压力损失和局部压力损失。

一、沿程压力损失

管内流动的液体在整个流程上,由于克服粘性力而引起的压力损失,称为沿程压力损失 Δp_f ,可按达西(Darcy)公式计算

$$\Delta p_f = \lambda \frac{L}{d_H} \frac{\rho v^2}{2} \quad (2.1)$$

或以压力(水头)损失 h_f 表示为

$$h_f = \lambda \frac{L}{d_H} \frac{v^2}{2g} \quad (2.2)$$

式中: λ ——沿程阻力系数,它是雷诺数 Re 和相对粗糙度 Δ/d 的函数;

L ——管路的沿程长度;

d_H ——水力直径,对于圆管 $d_H=d$, d 为圆管内径;

v ——管内平均流速;

ρ ——流体密度。

对于直圆管,层流状态时

$$\lambda = \frac{64}{Re} \quad (2.3)$$

则式(2.1)又可写为

$$\Delta p_f = \frac{64}{Re} \cdot \frac{L}{d} \frac{\rho v^2}{2} = \frac{32\mu Lv}{d^2} = \frac{128\mu LQ}{\pi d^4} \quad (2.4)$$

式中: μ ——动力粘度;

Q ——圆管流量, $Q = \frac{1}{4} \pi d^2 v$;

当考虑液压油粘度大以及管道进口处起始段的影响等,实验修正的阻力系数值 λ 比理论值要大: $\lambda = \frac{75}{Re}$ 。如果是橡胶软管,则取 $\lambda = 80/Re$ 。

由式(2.4)可知,直圆管层流的压力损失(Δp_f)与管内流量(Q)的一次方成正比,如图2.1。因此, Δp_f 又可写为

$$\Delta p_f = R_H \cdot Q \quad (2.5)$$

式中, R_H :液阻, $R_H = \frac{128\mu L}{\pi d^4}$ 。

对于直圆管,紊流状态时,沿程阻力系数 λ 与雷诺数 Re 以及相对粗糙度 Δ/d 等有关。对于光滑圆管,当 $Re > 2300$ 时,仅管属于紊流,但由于油的粘性使靠近管壁处会有一层薄的层流层,它能减弱油管粗糙度的影响,这种情况称为水力光滑管。此时可以认为 λ 只与 Re 有关,而与管子的粗糙度 Δ 无关, λ 值可用下列经验公式计算:

$$\lambda = 0.3164 Re^{-0.25} \quad (10^5 > Re > 4 \times 10^3)$$

$$\text{或} \quad \lambda = 0.032 + 0.221 Re^{-0.237} \quad (3 \times 10^6 > Re > 10^5)$$

(2.6)

当 Re 继续增大,管子内壁粗糙度对压力损失的影响便转化为主要因素,而 Re 则不起作用了,此种情况称为完全粗糙管。这时沿程阻力系数 λ 可按下列式计算

$$\lambda = [1.14 + 2 \lg(\frac{d}{\Delta})]^{-2} \quad Re > 3 \times 10^6 \text{ 或 } Re > 900 \frac{d}{\Delta} \quad (2.7)$$

这样,直圆管紊流的压力损失计算与直圆管层流的压力损失计算就可统一用式(2.1)或(2.2)计算,其差别仅在于 λ 的取值不同上。紊流时的压力损失(Δp_f)与流量 Q 的关系为

$$\Delta p_f = R_H \cdot Q^2 \quad (2.8)$$

式中: R_H ——液阻, $R_H = 8\lambda \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho}{\pi^2 d^5}$;

Q ——圆管流量, $Q = \frac{1}{4} \pi d^2 \cdot v$ 。

因此,在紊流时,管路的沿程压力损失与管内流量 Q 的平方成正比,如图2.1。

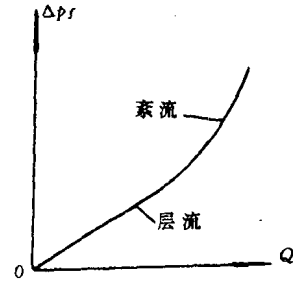


图 2.1

二、局部压力损失

当流体流经管径突变、弯管或各类控制阀的阀口等局部区域时,由于流体流速的大小或方向发生变化,致使局部的流体发生动量交换和涡旋而消耗能量时,所产生的局部压力降,称为局部压力损失,或局部水头损失。

局部压力损失 Δp_r 或局部水头损失 h_r 可按下列公式计算

$$\Delta p_r = \zeta \frac{\rho v^2}{2} \quad (2.9)$$

或

$$h_r = \zeta \frac{v^2}{2g} \quad (2.10)$$

式中: ζ ——局部阻力系数;

v ——平均流速,一般指局部管件后的过流断面上的平均流速;

g ——重力加速度。

一般来说,局部阻力系数 ζ 都需由实验测得,或用一些经验公式计算。

如图 2.2 所示,对于突然扩大管件的局部阻力系数,层流时为

$$\zeta_L = \frac{2}{3} \left(3 \frac{A_2}{A_1} - 1 \right) \left(\frac{A_2}{A_1} - 1 \right) \quad (2.11)$$

式中: ζ_L ——局部阻力系数;

A_1 ——管道扩大前的通流面积;

A_2 ——管道扩大后的通流面积。

紊流时为

$$\zeta_T = \left(\frac{A_2}{A_1} - 1 \right)^2 \quad (2.12)$$

式中: ζ_T ——局部阻力系数。

对于标准管接头,直通式取 $\zeta = 0.1 \sim 0.15$,直角式取 $\zeta = 0.2$ 。

流经各类阀的局部压力损失,可按下列式计算

$$\Delta p_v = \Delta p_n \left(\frac{Q}{Q_n} \right)^2 \quad (2.13)$$

式中: Δp_n ——在额定流量下阀的压力损失;

Q_n ——额定流量;

Q ——实际流量。

三、管路的稳态特性

管路的稳态特性是指一条管路处于稳定流动状态时的压降 Δp 与流量 Q 之间的函数关系,用曲线表示则称为管路稳态特性曲线。无论短管或长管均有其稳定特性曲线,这些曲线将随流动状态不同而异。如图 2.3。

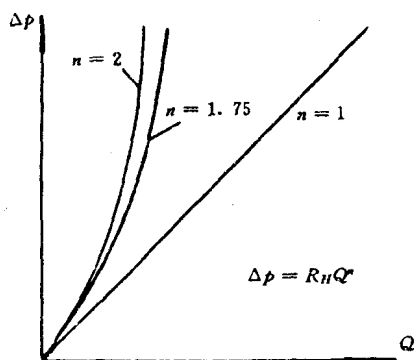


图 2.3

因此,管路的总压降 Δp 为

$$\Delta p = (R_{H1} + R_{H2} + R_{H3} + \dots) Q^n \quad (2.15)$$

对于并联管路,即二条或二条以上管路由一点分支,然后又汇合到另一点成为封闭的环

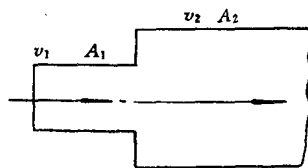


图 2.2

管路的稳态特性一般可用下列式表达

$$\Delta p = R_H Q^n \quad (2.14)$$

式中: Δp ——压降(或压力损失);

R_H ——液阻, $R_H = \frac{8\rho\lambda(L + \sum l_r)}{\pi^2 d^5}$, 其中 λ 为沿程阻力系数, L 为直管段管长, l_r 为局部压力损失的当量管长, d 为管径;

Q ——流量;

n ——流动状态指数, $n = 1 \sim 2$ 。

对于串联管路,即不同直径的管道无分支的依次连接的管路,如图 2.4 所示。其特点是

$$Q_1 = Q_2 = Q_3 = \dots = Q$$