

高等学校教材

工程流体力学

(机械类)

(修订本)

浙江大学 盛敬超 编

GAODENG XUE
XIAO JIAO CAI

机械工业出版社

本书共12章，内容主要包括：流体静力学、流体动力学、流体阻力、缝隙流动及流体系统的非恒定流等，系统地讲述了可压缩性和不可压缩性流体的运动规律，着重阐明基本概念、基本原理和应用这些规律来处理实际问题的原则和方法，并适当地结合流体传动及控制和机械制造类有关专业的实际，每章都附有例题和习题，以便教学。本书也可供有关工程技术人员作参考。

工程流体力学

(机械类)

(修订本)

浙江大学 盛敬超 编

责任编辑：孙祥根 责任校对：宁秀娥
版面设计：乔玲

机械工业出版社出版（北京阜成门外百万庄南里一号）
(北京市书刊出版业营业许可证出字第117号)
中国农业机械出版社印刷厂印刷
新华书店北京发行所发行·新华书店经售

开本 787×1092 1/16·印张 19 1/4·字数 471 千字
1980年5月北京第一版
1988年6月北京第二版·1988年6月北京第九次印刷
印数 52,101—56,900·定价 3.20 元

ISBN 7-111-00266-0/TB·12(课)



前 言

本书是1980年初版的《液压流体力学》的修订本。根据多年来的教学实践，液压传动及控制教材编审组于1983年12月在西安组织起草了新的教学大纲，1984年12月编审组再次在西安讨论通过了大纲，本书是根据二次西安会议讨论通过的大纲进行修订编写的。适用于流体传动及控制和机械制造类有关专业使用。根据新大纲的要求，删去了原书中属于专题性质的论述，增补了气体力学等基础内容。在加强基础，联系实际的原则下，本书还注意拓宽知识面，同时还充实了例题和习题，所以与原书比较，本书有较多的增删。根据1986年10月在南京召开的液压传动及控制教材编审组会议的决定改名为《工程流体力学》。本书带*号的章节属于加深加宽的内容，如果学时较少时可以略去，不会影响教学的系统性。本书注意结合工程实际，可供工程技术人员作参考。

本书第十一章由浙江大学蔡亦钢同志撰写。梁钧陶、施蓝二位同志在原稿时给我很多帮助。全书由哈尔滨工业大学许耀铭教授审阅。此外，浙江大学沈之敏副教授、航天工业部上海航天局第八设计院的沈辰福同志、贵州的李建国同志，以及曾采用第一版《液压流体力学》作为教材的同仁，提出了不少有益的建议，一并在表表示衷心感谢。

由于编者水平有限，错误缺点在所难免，恳切希望批评指教。

编 者

1987年9月

目 录

第一章 绪论.....1	参考文献.....64
§ 1-1 研究流体力学的方法1	第四章 流体动力学65
§ 1-2 流体的概念2	§ 4-1 流体质点的加速度65
§ 1-3 流体中的作用力3	§ 4-2 无粘流体动量微分方程—— 欧拉运动方程式67
§ 1-4 密度、比容和相对密度4	§ 4-3 动量微分方程式的积分68
§ 1-5 流体的压缩性和热膨胀性5	§ 4-4 柏努利方程的适用范围73
§ 1-6 流体的粘性7	§ 4-5 纳维—斯托克斯方程74
§ 1-7 流体的热容量和比热容12	§ 4-6 实际流体总流的柏努利方程78
§ 1-8 流体的含气量、空气分离压 和汽化压13	§ 4-7 柏努利方程的应用80
参考文献.....13	§ 4-8 能量方程87
第二章 流体静力学14	§ 4-9 动量方程的整体形式90
§ 2-1 静压强14	§ 4-10 整体动量方程的应用92
§ 2-2 流体静力学的平衡方程式15	§ 4-11 动量矩定理100
§ 2-3 在重力场中不可压缩性 流体的平衡17	第五章 相似理论及量纲分析.....102
§ 2-4 大气压强、绝对压强和 相对压强19	§ 5-1 相似理论102
§ 2-5 压强的测量20	§ 5-2 量纲分析106
§ 2-6 液体的相对平衡24	第六章 流体阻力114
§ 2-7 液体对壁面作用力的计算26	§ 6-1 层流、紊流和雷诺判据114
§ 2-8 浮力30	§ 6-2 流道中能量损失的种类116
§ 2-9 流体静力学在液压技术中 的应用31	§ 6-3 圆管中的层流118
第三章 流体运动学33	§ 6-4 圆管中的紊流121
§ 3-1 流体运动的基本概念33	§ 6-5 进口起始段128
§ 3-2 研究流体运动的两种方法37	§ 6-6 局部损失131
§ 3-3 迹线、流线和标记线39	§ 6-7 管路计算137
§ 3-4 流管、流束、流量、过流断面 和平均流速41	* § 6-8 功率输送147
§ 3-5 连续性方程43	* § 6-9 附面层理论150
§ 3-6 起始条件和边界条件47	* § 6-10 平板上附面层的计算152
§ 3-7 流体微团运动的分析48	* § 6-11 曲面上的附面层157
§ 3-8 有势流动和速度势函数52	§ 6-12 潜体的阻力159
§ 3-9 平面流动和流函数55	参考文献.....167
§ 3-10 几种简单的平面势流57	第七章 流体的出流169
§ 3-11 势流的叠加60	§ 7-1 孔口出流的分类和基本特征169
	§ 7-2 薄壁孔口的定常自由出流170
	§ 7-3 流速系数、出流阻力系数 和收缩系数173

§ 7-4 薄壁阻尼孔的出流	173	§ 9-9 管道中可压缩性流体的等温 流动	230
§ 7-5 阻尼长孔的出流	175	§ 9-10 管道中的绝热气流	233
* § 7-6 滑阀和锥阀阀口流量系数	180	参考文献	236
§ 7-7 节流气穴	184	第十章 几种简单的非恒定流	237
参考文献	190	§ 10-1 非恒定流的分类	237
第八章 缝隙流动	191	§ 10-2 准恒定流	237
§ 8-1 缝隙中的流速分布和压强分布	191	§ 10-3 不计弹性的非恒定流	242
§ 8-2 缝隙的泄漏量	193	第十一章 流体管道的动态特性	249
§ 8-3 圆柱滑动副上的侧向力	197	§ 11-1 管内非恒定流基本方程	249
§ 8-4 平行圆盘缝隙间的层流	202	§ 11-2 管道动特性基本方程	251
§ 8-5 润滑理论的基本概念	205	* § 11-3 管道的三种基本模型	254
§ 8-6 静压支承的概念	208	* § 11-4 简单管路的频率特性	260
§ 8-7 静压支承的计算和抗干扰能力	209	* § 11-5 消振的措施	263
参考文献	213	* § 11-6 管道瞬态的特征线方法	264
第九章 气体力学基础	214	参考文献	272
§ 9-1 一维气流的基本方程	214	第十二章 通过多孔物质的流动	273
§ 9-2 压强波传递速度和马赫数	215	* § 12-1 空隙率与渗透系数	273
§ 9-3 气流的分类	217	* § 12-2 Kozeny-Carman公式	274
§ 9-4 流动参数与马赫数的关系	219	* § 12-3 多孔物质流阻和结构阻力	275
§ 9-5 恒定等熵变断面气流	220	* § 12-4 液压系统过滤概述	276
* § 9-6 拉伐尔喷管	223	* § 12-5 过滤理论	277
* § 9-7 正激波	226	参考文献	280
* § 9-8 斜激波	228	习题	281

第一章 绪 论

自然界中各种物体都是相互联系、相互作用的，有作用必有反作用，物体间的作用和反作用这一对矛盾的斗争，就引起了物体的机械运动，并且我们把引起运动变化的原因抽象为力。所谓力学就是研究物体机械运动的科学，由于研究的对象不同，力学有许多分支，工程流体力学是以流体为对象，主要研究流体和流体及流体和固体之间的作用和反作用，也就是研究流体机械运动的规律，并把这些规律应用到有关的工程技术部门中去的力学分支。涉及流体的工程技术部门是多方面的，例如农田排灌、水利水电、城市给排水、船舶航运、航空航天、石油采运、流体传动等等，这些部门不仅流体种类各异，而且外界条件也有差别，这都对流体的运动有一定的制约，因此各部门都有不同的特殊问题。本书可供机械制造类专业及流体传动及控制专业应用，除了讨论流体机械运动的普遍规律外，还针对机械领域中某些特殊问题作原则性的论述。

§1-1 研究流体力学的方法

人的认识是客观存在的事物在人的主观意识里的反映，即认识依赖于实践。自然科学是人类在改造自然界的实践过程中建立和发展起来的，我们的祖先在与洪水搏斗，在开河修渠、引水灌溉、水能利用，在海上航行等等与自然界的斗争过程中，逐渐地发现了流体运动的规律而建立了本门学科，我们要有批判地继承前人的科学遗产，在这个基础上通过自己不断的实践，包括观察、实验和生产实践，获得丰富的材料，加以分析、综合、归纳、演绎，从中找出规律性。

自然现象往往是错综复杂的，仅凭观察、实验和实践只能建立感性认识，必须根据十分丰富的感觉材料分析事物矛盾，并加以抽象简化，即抽出现象中的主要矛盾和矛盾的主要方面，略去其次要矛盾，然后综合起来，加以归纳，形成概念，得出普遍的原理或定律。这就是将感觉材料加以去粗取精，去伪存真，由此及彼，由表及里的改造制作，也就是感性认识跃进到理性认识的过程。

为了得出进一步的结论，更好地为生产实际服务，我们还需在所得到的普遍原理或定律的基础上，针对不同的具体条件，加以推理演绎，得出某些具体的结论来。归纳和演绎，正如分析和综合一样，也是相互联系、相互补充的，研究了许多不同事物的特殊本质后，用归纳的办法进行概括，帮助我们找出事物的共同本质，对于那些特定条件下的具体事物，则又可在归纳所得的基础上，利用推理演绎的办法来进行研究。由于流体力学中所注意的主要是量的关系，因此在推理演绎时，往往要广泛采用数学工具。例如从经典力学的几个基本定律，经过数学演绎而得出反映流体运动普遍规律的连续性方程，能量方程和动量方程，又从这些基本方程中推演出各种具体的计算公式。由于许多现象极为复杂，以及对它们研究不够充分，严格的数学演绎推理并不能完全解决问题，流体力学往往还要依靠科学实验的方法，统计、分析、综合实验所得的数据，归纳成修正理论公式的系数，或直接建立经验的或半经验

的计算公式。

人类认识一事物总不能立刻完全无遗地接触到所有各个方面，所以经过实践得到的理论认识还须再回到实践中去，在实践中继续更深入地揭露事物的本质，从而检验理论是否正确，进一步深化我们的认识，推进学科发展。

§1-2 流体的概念

流体是由分子所组成的，分子之间有一定的空隙，这样就产生空间点上运动参数(速度、压强、密度等)不定的问题。例如空间某点A(图1-1)，刚好在分子空隙中，这点的运动速度为零，但当某个分子运动到该点时，该点突然具有该分子的运动速度，这就给我们处理问题带来了困难。但是我们知道分子是很小的，分子之间的空隙尺度也是很小的，就分子间空隙较大的气体来讲，在标准状态下($t = 0^{\circ}\text{C}$, $p = 1\text{atm}^{\ominus}$)，22.4l的体积中含有 6.02×10^{23} 个分子，即在 1cm^3 的体积中有 $n = (6.02/22.4) \times 10^{23} = 2.69 \times 10^{19}$ 个分子，因

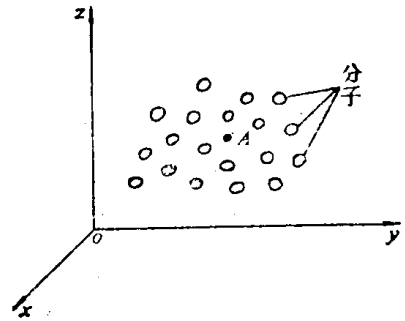


图1-1 流体分子在空间分布的模式

此气体分子之间的空隙尺度约为 $n^{-\frac{1}{3}}\text{cm}$ ，即 3.34×10^{-7}

cm的数量级，它与分子本身的尺寸比较起来可能是较大的，但与常用的宏观尺寸比较起来就微不足道。由于流体力学是研究流体宏观表象的运动，并不顾及它的内部微观结构，因此，我们以宏观的质点作为介质的基本单位，一个质点可包含着一群分子，质点的运动参数即为该群分子运动参数的统计平均值，并且认为介质质点与质点间没有间断的空隙，而是连绵不断的组成，即把液体和气体都看成具有连续性的连续介质。这样，在流体中运动参数将为空间点坐标轴和时间的连续函数，使我们有可能采用数学工具来处理解决问题。

流体分子之间存在着相互吸引的内聚力，流体分子与固体分子之间又作用着附着力，如果流体与固体的接触附着力大于内聚力，则流体将为固体壁面吸附而湿润固体，水和油液都能被绝大多数固体所吸附，吸附于固体壁面的流体层，原则上将具有与固体壁面相同的速度。如果附着力小于内聚力，则流体不会吸附于固体，例如汞和玻璃。

流体能承受较大的压应力，却几乎不能承受张应力。对切应力的抵抗极弱，不管作用的剪切力是怎样的微小，流体总会发生连续地变形，这就是流体的易流性，它使流体本身不能保持一定的形状，只能取决于所在容器的形状。

流体在流动时呈现出内摩擦力，这个力的大小一方面取决于流体的种类，另一方面也与运动状态有关，但在流体中不存在起始运动前的静摩擦力，在相对静止的流体中也不存在内摩擦力。

流体具有抗压缩能力。液体的抗压缩能力极大，在很大压强作用下，液体的体积变化却极微小，例如增加150atm，油液的体积仅压缩约1%，除去这增加的压强，它也能恢复到原来的体积，这说明液体具有很小的压缩性，也很小的体积弹性。因此，在绝大多数情况下，我们常忽略液体的体积变化，认为液体是不可压缩的，这时也就不考虑液体的体积弹性。只

$\ominus 1\text{atm} = 101325\text{Pa}$ 。

有在某些特殊情况下，例如超高压领域，或压强发生急剧变化的场合，液体的压缩性和体积弹性才显示出它的影响，这时就必须予以重视。

易流性是液体和气体区别于固体的基本宏观表象，而不可压缩性（严格地讲应为少压缩性），则是液体区别于气体的基本宏观表象。

由于流体的易流性，它可以非常灵活方便地传递力和运动，由于液体的少压缩性，使传递更为迅速而正确。当然事物总是有两面性的，流体的易流性就会带来渗漏和泄漏问题，在流体传动系统中必须采用各种密封装置以防泄漏。密封装置又带来了摩擦阻力，造成能量损失。由于液体的少压缩性，在运动状态变换时往往造成较大的冲击，影响元件的使用寿命和系统的可靠性，逼使我们研究有关问题。

§1-3 流体中的作用力

力是引起物质机械运动变化的原因，因此要研究流体的相对静止和运动规律，首先必须明确流体上的作用力。在流体中取出任意一块体积为 ΔV 的流体，它的质量为 Δm ，这块流体上作用力可以分为质量力与表面力两类，质量力作用在该体积 ΔV 内所有流体质点上，力的大小与该 ΔV 体积内的流体质量 Δm 成正比，而与 ΔV 以外的流体无关。重力、离心力及一切由于加速度存在而产生的惯性力均为质量力。单位质量的质量力称为单位质量力，单位质量力数值上就等于加速度，设单位质量力在坐标轴 x 、 y 、 z 的投影 X 、 Y 、 Z ，则 X 、 Y 、 Z 就相当于坐标轴 x 、 y 、 z 向的加速度。例如体积为 ΔV 的流体上受到重力作用，且 xoy 为一水平面，如果该流体只受到地球引力的作用则单位质量力在 x 、 y 、 z 坐标轴上的投影为：

$$X = 0, Y = 0, Z = -\frac{\Delta mg}{\Delta m} = -g$$

式中的负号表示重力加速度 g 与座标轴 z 方向相反。

流体是连续介质，被研究的流体 ΔV 是由四周的流体所包围，这些流体与 ΔV 流体表面相互接触，相互之间将引起作用力，例如摩擦力，压力等。这些作用力的特点是只与接触表面积有关，而与流体的质量或体积无关，所以称为表面力。单位表面积上的表面力通常称为应力，它是表面力在表面积上的强度。按表面力作用在表面上的方向不同，可将表面力分为法向力和切向力，法向力与表面的法线方向一致，切向力则与表面相切。例如在 ΔA 的表面上作用着 ΔF_n 的法向力和 ΔF_τ 的切向力（图1-2），则 ΔA 上的平均法向应力 p_m 和切向应力 τ_m 为：

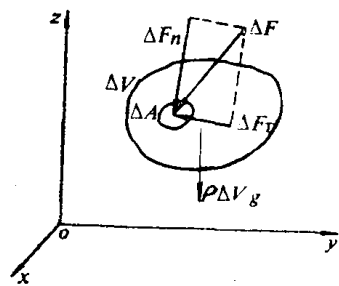


图1-2 流体中的作用力

$$p_m = \frac{\Delta F_n}{\Delta A} \quad \tau_m = \frac{\Delta F_\tau}{\Delta A}$$

将微小面积 ΔA 趋近于零为极限，则可得流体内某定点处的应力

$$\begin{aligned} p &= \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F_n}{\Delta A} = \frac{dF_n}{dA} \\ \tau &= \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F_\tau}{\Delta A} = \frac{dF_\tau}{dA} \end{aligned} \quad (1-1)$$

流体中的切应力 τ 是由于流体的粘性和流体具有相对运动, 发生内摩擦而产生的。当流体相对静止时, 切应力 τ 就不再存在, 流体表面上就只有法向力, 又因为流体不能承受张力, 所以法向力只能向着流体表面内法线方向, 即为压力。在这种情况下, 法向应力即为单位面积上的压力, 是相对静止流体表面积上的压力强度, 称为静压强 \ominus 。

必须指出, 如果略去流体的粘性, 这种流体称为无粘流体。无粘流体内也不存在切应力, 因此无粘流体内的压强和静压强具有相同的性质。

§1-4 密度、比容和相对密度

流体是物质。它具有质量。单位体积流体内的质量称为密度, 用符号 ρ 表示。在流体内任意点处取某一微小体积 ΔV , 该体积内包含的流体质量为 Δm , 则平均密度为 $\rho_m = \Delta m / \Delta V$ 。因为流体是连续介质, 将体积 ΔV 无限缩小趋近于零为极限, 则可得该任意点处的流体密度为

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV} \quad (1-2)$$

密度的倒数称为比容, 用符号 v 表示, 即 $v = \frac{1}{\rho}$, 它是单位质量流体所占的体积。流体密度 ρ 和比容 v 将随着它所处的压强 p 和温度 T 而变, 即 $\rho = \rho(p, T)$, $v = v(p, T)$ 。因为压强与温度均是空间点坐标和时间的函数, 因此, 密度和比容也将是空间点坐标和时间的函数, 即 $\rho = \rho(x, y, z, t)$, $v = v(x, y, z, t)$ 。由此可见, 密度的全微分为

$$d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial x} dx + \frac{\partial \rho}{\partial y} dy + \frac{\partial \rho}{\partial z} dz + \frac{\partial \rho}{\partial t} dt \quad (1-3)$$

液体的密度随温度和压强的变化极为微小, 一般情况下可以忽略不计, 因此在液压技术中常把液压油液的密度看作常数, 即 $\rho = C$ 或 $d\rho = 0$ 。

对于气体, 如果不计气体分子之间的相互作用和分子本身的尺寸, 把气体作为理想气体, 则它的密度 ρ , 热力学温度 T 及绝对压强 p 之间的关系, 可用状态方程表示

$$pv = RT \quad \text{或} \quad p = \rho RT$$

空气、氮、氩、氢、氧、氮、二氧化碳等气体, 除了高压和低温状态外 (例如压强不超过 20MPa, 热力学温度不低于 253K), 基本上都能遵循上述规律, 这样, 气体的密度 ρ 为

$$\rho = p / RT \quad (1-4)$$

式中, R 为气体常数, 不同气体具有不同的 R 值, 但气体常数与气体分子量 M_w 的乘积则为一恒定值, 称为普适气体常数, 用 R_M 表示。必须指出, R 是有量纲的, 它的单位将随压强、密度和温度所取的单位而定, 当压强以 Pa 计, 密度以 $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 计, 温度以 K 计时 R 的单位为 $(\text{Pa} \cdot \text{m}^3 \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$ 或 $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, 这时气体普适常数 $R_M = M_w R = 8.3143 \times 10^3 \text{J} \cdot \text{kmol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 或 $8.3143 \text{kJ} \cdot \text{kmol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 。表 1-1 示出了各种气体的 R 值。

气体除了服从状态方程外, 它的状态变化又遵循 $p/\rho^n = C$ 的规律, 很多工程问题可以归属于下列二种情况:

\ominus 工程上习惯地把表示压力强度的压强称为压力, 而把压力称为总压力, 我们认为压强的名词更为合理, 因此本书把压力强度称为压强。

(1) 等温变化过程, $n = 1$, 即 $p/\rho = C$;

(2) 等熵变化过程, $n = k$, 即 $p/\rho^k = C$ 。

这里 k 称为等熵指数, k 值见表1-1。

表1-1 气体的物理性质

气体名称	分子式	分子量	气体常数 $R/(kJ \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$	$0^\circ C$ 时的等压比热 $C_p/(kJ \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$	等熵指数 $k = C_p/C_v$
空气	—	28.98	0.2869	1.004	1.40
氦	He	4.003	2.077	5.236	1.66
氩	Ar	39.95	0.2081	0.523	1.67
氢	H ₂	2.016	4.124	14.24	1.41
氧	O ₂	32.00	0.2598	0.914	1.40
氮	N ₂	28.01	0.2968	1.04	1.40
一氧化碳	CO	28.01	0.2968	1.041	1.40
二氧化碳	CO ₂	44.00	0.1889	0.819	1.301
甲烷	CH ₄	16.043	0.5187	2.192	1.31

物质与同体积 $4^\circ C$ 的的水的质量的比率, 称为相对密度, 用符号 S 表示 (见表1-2), 它是没有量纲的纯量:

$$S = \frac{\rho V}{\rho_{H_2O} V} = \frac{\rho}{\rho_{H_2O}} \quad (1-5)$$

表1-2 液体的密度与相对密度

液体	温度, $t/^\circ C$	密度, $\rho/(kg \cdot m^{-3})$	相对密度, S
水	4	1000	1
汞	15	13600	13.6
液压矿物油	15	850~900	0.85~0.9
汽油	15	700~800	0.7~0.8
酒精	18	790	0.79
熔化生铁	1200	7000	7.0

§1-5 流体的压缩性和热膨胀性

我们知道流体的体积是压强和温度的函数 $V = V(T, p)$, 因此压强和温度改变 Δp 和 ΔT 后, 流体体积 V' 为

$$V' = V + \frac{\partial V}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial V}{\partial p} \Delta p = V [1 + \alpha \Delta T - \beta_T \Delta p]$$

式中表征温度影响的系数 $\alpha = \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial T} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$ 称为等压热膨胀系数。对于气体, 由状态方程 $p = \rho RT$ 可得

$$\alpha = \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial T} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} = \frac{1}{T} \quad (1-6)$$

对于液压用油, α 只决定于油液本身, 而与压强和温度无关, 其数值见表1-3。

表1-3 液压油的 α 值^[1]

S_{15}°	0.70	0.80	0.85	0.90	0.92
α/K^{-1}	8.2×10^{-4}	7.7×10^{-4}	7.2×10^{-4}	6.4×10^{-4}	6.0×10^{-4}

表征压强影响的系数 $\beta_T = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial p} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial p}$ 称为等温压缩系数。实际上流体受压缩时

不仅体积发生变化,同时也伴随着温度变化,所以实际的压缩系数应为 $\beta = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp}$ 。

压缩系数的倒数称为体积弹性模量 K ,它具有压强的量纲。

$$K = \frac{1}{\beta} = \rho \frac{dp}{d\rho} = -V \frac{dp}{dV} \quad (1-7)$$

气体的压强与体积变化关系为 $pV^n = C$,所以 $\frac{dp}{dV} = -\frac{np}{V}$ 代入上式得 $K = np$,由此

等温过程 ($n=1$): $K_T = p$

等熵过程 ($n=k$): $K_s = kp$

对于液体的 p 、 V 变化关系由实验方法求得(图1-3)且与变化过程几乎无关^[2]。由图可见压强与应变并不呈线性关系,在任意给定点 B 的弹性模量 K 可用 B 点的切线斜率来表示,称为正切体积弹性模量 $K_{t..}$ 。

$$K_{t..} = -V \frac{dp}{dV}$$

如果用 OB 割线的斜率来表示,则称为正割体积弹性模量 $K_{s..}$ 。

$$K_{s..} = -V_0 \left(\frac{p - p_0}{V - V_0} \right) = \frac{p - p_0}{1 - V/V_0}$$

式中,下标0表示起始点,一般为大气压时的状态。 $K_{t..}$ 为某一状态时的值,而 $K_{s..}$ 为从0点变到某状态过程中的准平均值。实际上体积弹性模量是随压强和温度而变的,在计算时如把它作为常量,则采用正割值较为合理。为了书写方便,体积弹性模量用 K 表示,不再加下标。表1-4为70MPa时的液体体积正割弹性模量^{[3][4]}。

表1-4 在70MPa时的正割弹性模量

单位: MPa

水	油包水	水-乙二醇	磷酸脂	矿物油	甘油	硅酮油
2.12×10^3	2.0×10^3	2.69×10^3	2.80×10^3	2.05×10^3	4.0×10^3	1.0×10^3

如果液体中混有不溶解的气体,弹性模量将有很大的降低。设体积为 V_m 的混气油液中,如果气体的体积为 V_g ,则纯油液的体积 $V_f = V_m - V_g$,当压强增加 Δp 时,混气油液的体积减小 ΔV_m ,应为气体体积减小 ΔV_g 和纯油体积减小 ΔV_f 的总和,即

$$\Delta V_m = \Delta V_g + \Delta V_f$$

因为体积弹性模量为: $K_m = -\frac{V_m \Delta p}{\Delta V_m}$, $K_g = -\frac{V_g \Delta p}{\Delta V_g}$ 及 $K_f = -\frac{V_f \Delta p}{\Delta V_f}$, 代入上式得

$$\frac{V_m \Delta p}{K_m} = \frac{V_g \Delta p}{K_g} + \frac{V_f \Delta p}{K_f}$$

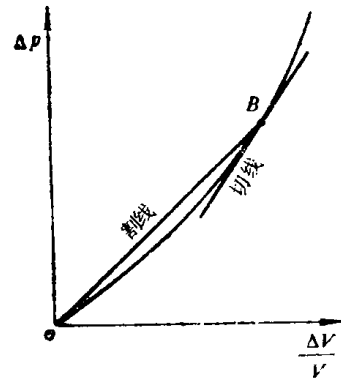


图1-3 液体的压缩曲线

$$\text{或} \quad \frac{1}{K_m} = \frac{V_g}{V_m} \left(\frac{1}{K_g} \right) + \frac{V_f}{V_m} \left(\frac{1}{K_f} \right) = \frac{V_g}{V_m} \left(\frac{1}{K_g} \right) + \left(1 - \frac{V_g}{V_m} \right) \left(\frac{1}{K_f} \right) \quad (1-8)$$

例如某油液 ($K_f = 1.8 \times 10^3 \text{MPa}$), 混有一定的气体, 作用 10MPa 压强后油液的温度不变, 则 $K_g = 10 \text{MPa}$, 这样, 混气油液的体积弹性模量 K_m 为

$$\frac{1}{K_m} = \frac{V_g/V_m}{100} + \frac{1 - V_g/V_m}{1.8 \times 10^3}$$

由此可以计算出不同混入气体量时的体积弹性模量如表1-5。上例说明在一定压强下, 油液夹带1%气体时弹性模量降为纯油的35.6%, 夹带4%气体时则仅为纯油液的12.2%。由此可见, 在需要大体积弹性模量的场合, 必需严格排除油液中夹带的气体。实际计算中常用 $K = 7000 \sim 10000 \text{MPa}$ 。

表1-5 混入气体对K的影响

V_g/V_m	K_m/MPa	V_g/V_m	K_m/MPa
0.000	1.8×10^3	0.04	2.70×10^2
0.005	9.50×10^2	0.06	1.53×10^2
0.010	6.42×10^2	0.08	1.17×10^2
0.020	3.91×10^2	0.10	9.50×10^1

上面我们说明了在一定压强下油液夹带气体对弹性模量的影响。如果在大气压强下混入油液的气体体积为 V_g , 纯油液的体积为 V_f , 则在 p 压强下的混气油液的体积弹性模量 K_m 值可按下式计算^[5]:

$$K_m = \left[\frac{V_f/V_g + p_0/p}{V_f/V_g + K_f p_0/p^2} \right] K_f \quad (1-9)$$

式中 p_0 ——大气压强;

K_f ——纯油液体积弹性模量。

§1-6 流体的粘性

流体流动时, 由于流体与固体壁面的附着力和流体本身之间的分子运动和内聚力, 使流体各处的速度产生差异。例如两平面间充满流体, 设下平面固定不动, 而上平面以速度 U 运动, 贴近两平面的流体必粘附于平面上, 紧贴于运动面上的流体质点必以与运动平面相同的速度 U 运动, 而紧贴于下平面的流体质点的速度为零, 平面间流体层的速度各不相同, 但按一定规律分布。运动较快的流层可以带动较慢的流层, 反之运动较慢的流层则又阻滞运动较快的流层, 不同速度流层之间相互制约, 产生类似固体摩擦过程的力, 称为内摩擦力。流体流动时产生内摩擦力的这种性质叫做流体的粘性。由此可见内摩擦力与流体粘性和流层速度差异的程度有关。因为流层速度差 du (图1-4) 相同而流层间距 dz 不同, 情况也就不同, 所以只有垂直于速度方向的速度变化率 $\frac{du}{dz}$, 才能充分表征流层间速度差异的程度, 我们把 $\frac{du}{dz}$ 称为速度梯度。速度梯度是一个很重要的概念, 我们讨论如下:

在运动流体中取一微团 $ABCD$ (见图1-5), AB 层的速度为 u , DC 层的速度为 $u + du$, 两层间的垂直距离为 dz , 经过 dt 时间后, A 、 B 、 C 、 D 各点分别运动至 A' 、 B' 、 C' 、 D'

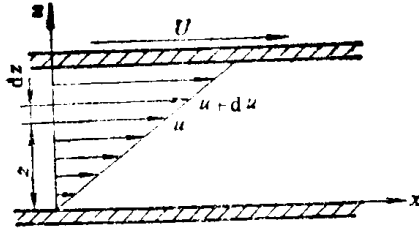


图1-4 粘性的作用

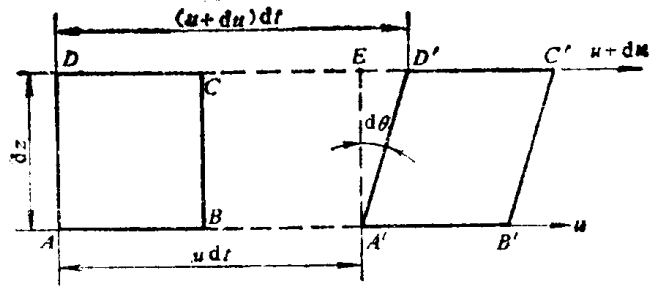


图1-5 流体速度梯度与角变形关系

点, 由图1-5得

$$ED' = DD' - AA' = (u + du)dt - udt = du dt$$

因此

$$du = ED' / dz$$

由此得速度梯度

$$\frac{du}{dz} = \frac{ED'}{dz dt} = (\tan d\theta) / dt \approx \frac{d\theta}{dt} \quad (1-10)$$

我们知道 $d\theta$ 是矩形 $ABCD$ 在 dt 时间后的剪切变形角度, 这就表明速度梯度实质上就是粘性流体运动时的剪切变形角速度。

由于流体具有粘性, 当流体发生剪切变形时, 流体内就产生阻滞变形的内摩擦力, 由此可见, 粘性表征了流体抵抗剪切变形的能力。处于相对静止状态的流体中不存在剪切变形, 因而不存在对变形的抵抗, 只有当运动流体流层间发生相对运动时, 流体对剪切变形的抵抗, 也就是粘性才表现出来。

根据牛顿的总结: 流体在运动时, 阻滞剪切变形的内摩擦力 T 与流体运动的剪切变形角速度(也就是速度梯度)成正比, 与接触面积 A 成正比, 与流体的性质(粘性)有关, 而与流体内的压强无关, 它的数学表达式为

$$T = \mu A \frac{du}{dz}$$

内摩擦力 T 除以接触面积 A 得流体内的切应力 τ

$$\tau = \frac{T}{A} = \mu \frac{du}{dz} \quad (1-11)$$

这里 μ 是表征流体粘性的比例系数, 称为动力粘度, 它的单位是牛顿·秒每平方米 $\left(\frac{N \cdot s}{m^2}\right)$, 或帕·秒 $(Pa \cdot s)$, 在C.G.S.制中, 动力粘度的单位为泊(P), 泊的百分之一为厘泊(cP), 换算关系如下:

$$1cP = 10^{-2}P = 10^{-3}Pa \cdot s = 10^{-9}MPa \cdot s$$

流体的动力粘度 μ 与它的密度 ρ 的比值称为运动粘度 ν , 即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-12)$$

运动粘度的单位是平方米每秒 (m^2/s) , 在C.G.S.制中, 则以平方厘米每秒 $(cm^2 \cdot s)$ 称为斯托克斯为单位, 斯托克斯简称斯(St), 斯的百分之一为厘斯(c·St), 即

$$1\text{cSt} = 10^{-2}\text{St} = 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$$

我们常用厘斯为单位的运动粘度 ν 来表示油液的粘度，而在计算时又往往要用 $\text{Pa}\cdot\text{s}$ 为单位的动力粘度 μ ，设油液的相对密度为 S ，则

$$\mu = \rho\nu = (S \times 10^3)(\nu \times 10^{-6}) = S\nu \times 10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s} = S\nu \times 10^{-9}\text{MPa}\cdot\text{s}$$

式中， ν 以厘斯 (cSt) 计。

另一种常用的液体粘度表示方法为恩氏度，用符号 $^{\circ}\text{E}$ 表示。所谓恩氏度是指 200ml 的液体从恩氏粘度计中流出所需的时间 t_1, s ，与 200ml 20°C 时的蒸馏水从该恩氏粘度计中流出时间 t_2, s (约 50s) 之比，即

$$^{\circ}\text{E} = \frac{t_1}{t_2} \quad (1-13)$$

恩氏度与运动粘度的换算关系如下：

$$\nu = 0.0731^{\circ}\text{E}$$

$$= \frac{0.0631}{^{\circ}\text{E}} \text{cm}^2/\text{s} \quad (1-14)$$

温度对于流体的粘度有较大的影响，它对气体和液体却有相反的影响，这是由于气体和液体的分子间性质不同的缘故。气体分子间距离大，内聚力极微小，但分子运动较剧烈，切应力主要来自流层间分子的动量交换，当温度升高时分子运动加剧，所以粘性增大，液体则相反，切应力主要取决于内聚力，因为温度升高时液体的内聚力减小，所以粘度降低，图 1-6 所示为几种流体的粘温关系。

油液粘度的变化，对液压元件的性能有较大的影响，所以液压用油要求粘温变化尽可能小些。图 1-7 给出了国产油液的粘温关系。

温度对油液粘度的影响的表达式很多，但它们都有局限性，为了便于进行数学处理，在一定温度范围 (例如 20~80°C) 内可使用下列公式：

$$\mu_t = \mu_0 e^{-k(t-t_0)} \quad (1-15)$$

式中 μ_t —— 温度为 t 时的动力粘度；

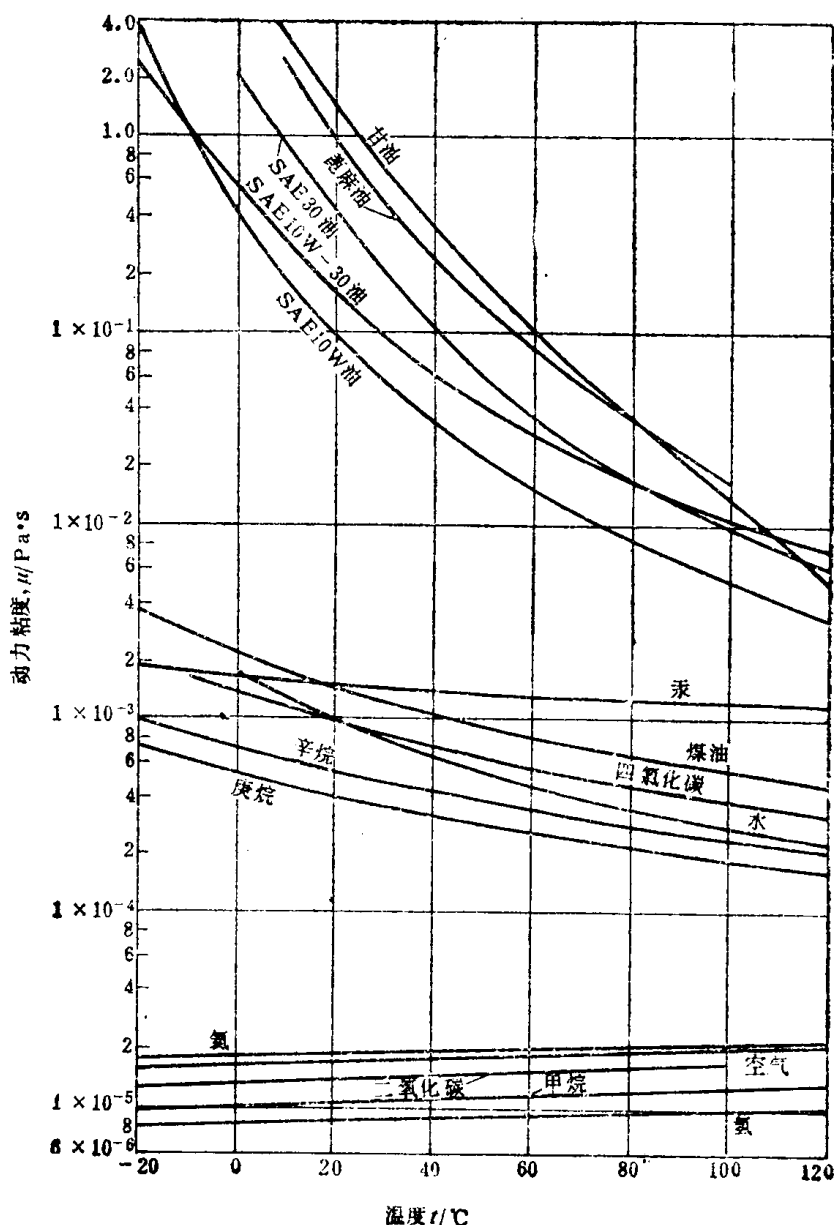


图 1-6 几种流体的粘温关系

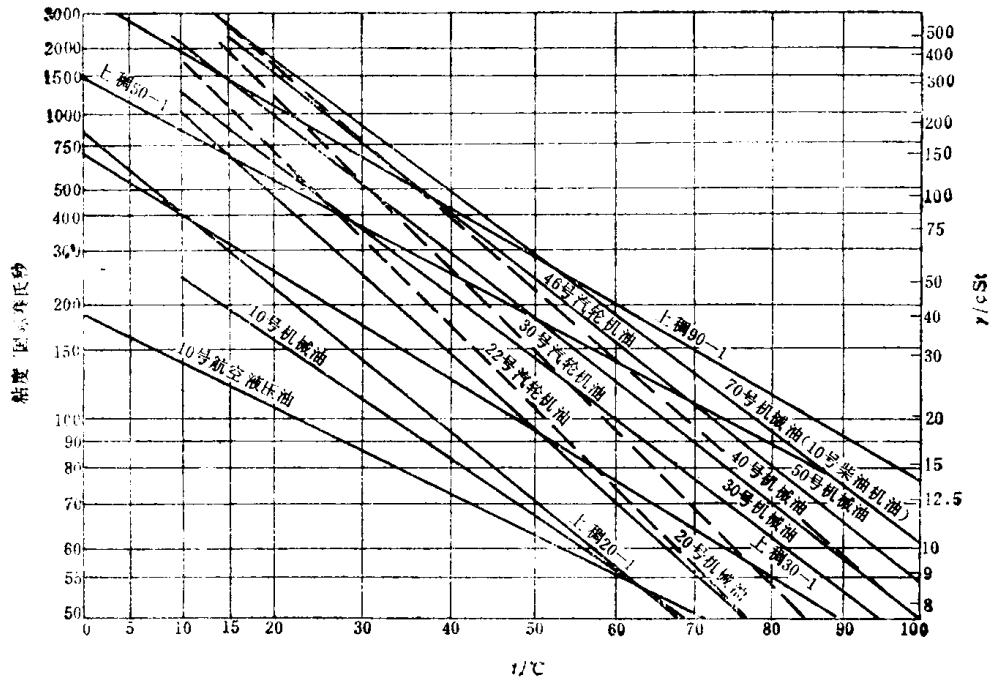


图1-7 几种国产油的粘温关系

μ_0 ——温度为 t_0 时的动力粘度;

λ ——油液的粘温系数。

在一般液压系统中,工作温度范围约为30~70℃, λ 可用下述方法求得其平均值。将式(1-15)改写,并设 $t=70^\circ\text{C}$, $t_0=30^\circ\text{C}$, 则

$$\frac{\mu_{30}}{\mu_{70}} = e^{\lambda(70-30)}$$

等号两边取对数, 则

$$\ln \frac{\mu_{30}}{\mu_{70}} = \ln e^{40\lambda} = 40\lambda$$

或

$$\lambda = \frac{\ln(\mu_{30}/\mu_{70})}{40} = \frac{\ln(\nu_{30}/\nu_{70})}{40}$$

根据图1-7的数据, 可以算得国产液压用油的 λ 值, 如表1-6。这样算得的 λ 值是在上述温度范围内的平均值。由上式我们可知 λ 具有温度负一次方的量纲。

表1-6 国产液压油的粘温系数

		10号 机械油	20号 机械油	30号 机械油	40号 机械油	50号 机械油	70号 机械油	10号 航空油	上稠 20	上稠 30	上稠 50
ν/cSt	30℃	28.5	51	75	100	150	175	15.5	22	37	75
	70℃	7.0	8.8	13.5	17	21	24	7.8	6.5	11	21.5
ν_{30}/ν_{70}		4.07	5.8	5.55	5.9	7.15	7.3	2	3.38	3.36	3.47
$\ln \nu_{30}/\nu_{70}$		1.40	1.75	1.71	1.77	1.96	1.99	0.69	1.22	1.2	1.24
$\lambda = \frac{\ln \nu_{30}}{40 \nu_{70}}$		$\frac{1}{28.5}$	$\frac{1}{23}$	$\frac{1}{23.4}$	$\frac{1}{22.6}$	$\frac{1}{20.4}$	$\frac{1}{20.1}$	$\frac{1}{58}$	$\frac{1}{32.8}$	$\frac{1}{30.0}$	$\frac{1}{32.0}$

液体的粘度将随压强的升高而增大，一般可用下列近似式表示

$$\mu_p = \mu_0 e^{\alpha p} \quad (1-16)$$

式中 μ_p ——压强为 p 时的粘度；
 μ_0 ——压强为 1atm 时的粘度；
 α ——粘压系数。

对式(1-16)取对数可得粘压系数 α 为

$$\alpha = \frac{\ln \mu_p / \mu_0}{p} = \frac{\ln \nu_p / \nu_0}{p}$$

由此可见， α 具有压强倒数的量纲。在 0 至 50MPa 的压强范围内，一般液压用矿物油每增加 30MPa 的压强，粘度大致上增加一倍。即 $p=30$ MPa, $\nu_p/\nu_0 \approx 2$, 所以

$$\alpha = \frac{\ln 2}{30 \times 10^6} = \frac{1}{4.32 \times 10^7} = 2.31 \times 10^{-8}$$

根据式(1-15)及式(1-16)，温度和压强对粘度的影响可由下式表示：

$$\mu = \mu_0 e^{\alpha p - \lambda(t-t_0)} \quad (1-17)$$

式中 μ ——压强为 p ，温度为 t 时的粘度；
 μ_0 ——压强为 1atm，温度为 t_0 的粘度。

例1-1 旋转式粘度计由内外圆筒构成，它们的半径各为 R_1 及 R_2 ，内圆筒用扭力弹簧固定，外圆筒以等角速度 ω 旋转，两圆筒的径向间隙为 δ_1 ，底面间隙为 δ_2 ，内外圆筒间充入被测液体至 h 高度，如果扭力弹簧上扭矩为 T ，求被测液体的粘度 μ 。

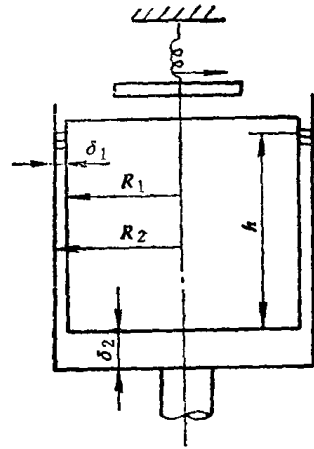


图1-8 旋转式粘度计

解 因为间隙 δ_1 及 δ_2 均很小，间隙中速度成线性分布，所以径向间隙中速度梯度 $\frac{du}{dr} = \frac{\omega R_2}{\delta_1}$ ，剪切应力 τ_1 为

$$\tau_1 = \mu \frac{du}{dr} = \mu \frac{\omega R_2}{\delta_1}$$

由此，内圆筒侧面上剪切应力引起的扭矩 T_1 为

$$T_1 = A \tau_1 R_1 = (2\pi R_1 h) \left(\mu \frac{\omega R_2}{\delta_1} \right) R_1 = 2\pi R_1^2 \frac{\omega R_2}{\delta_1} \mu h$$

内圆筒底部的剪切应力

$$\tau_2 = \mu \frac{du}{dz} = \mu \frac{\omega R}{\delta_2}$$

式中， R 为变量，由此引起的扭矩 T_2 为

$$T_2 = \int dT_2 = \int \tau_2 R dA = \iint \mu \frac{\omega R^2}{\delta_2} R dR d\theta$$

即

$$T_2 = \mu \frac{\omega}{\delta_2} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_1} R^3 dR d\theta = \frac{\pi}{2\delta_2} \mu \omega R_1^4$$

总扭矩 T 为

$$T = T_1 + T_2 = \frac{2\pi R_1^2 R_2 h \omega \mu}{\delta_1} + \frac{\pi R_1^4 \omega \mu}{2\delta_2}$$

由此可得被测液体的粘度 μ 为

$$\mu = \frac{2\delta_1\delta_2 T}{\pi R_1^2 \omega (4R_2\delta_2 h + R_1^2\delta_1)}$$

§1-7 流体的热容量和比热容

流体与外界发生热量交换而使流体的温度变化，热量交换对温度的变化率称为流体的热容量，即流体温度升高或降低 1 度所需交换的热量。单位质量流体的热容量称为比热容，设以符号 Q_H 表示热量， q_H 表示单位质量的热量， T 表示热力学温度， c 表示比热容，则

$$c = \frac{d(Q_H/m)}{dT} = \frac{dq_H}{dT} \quad (1-18)$$

因为对流体加热时，加入的热量一方面使流体温度升高而增加流体的内能 u ，另一方面流体受热后可能产生体积膨胀而对外界做功 $p dv$ ，按热力学第一定律知

$$dq_H = du + p dv$$

式中 p —— 流体压强；

v —— 流体比容。

如果把流体密闭在容器内加热，加热时保持流体体积不变，即 $dv = 0$ ，由此而得的比热称为定容比热，用 c_v 表示

$$c_v = \left(\frac{dq_H}{dT} \right)_v = \frac{du}{dT} \quad (1-19)$$

如果流体加热时保持压强不变，即 $dp = 0$ ，由此而得的比热称为定压比热，用 c_p 表示

$$c_p = \left(\frac{dq_H}{dT} \right)_p = \frac{du}{dT} + p \left(\frac{dv}{dT} \right)_p \quad (1-20)$$

对于液体，即使在等压条件下加热，它的体积变化也是非常小的， $p \left(\frac{dv}{dT} \right)_p$ 与 $\frac{du}{dT}$ 比较起来，前者可以不计，因此定压比热基本上与定容比热相同，不必加以区分，通常就用 c 表示液体的比热。液压用油的比热约为 $1.9 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ ，也可用下列经验公式^[6]进行估算

$$c = \frac{1.69 + 0.0038t}{\sqrt{S}} \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}) \quad (1-21)$$

式中 t —— 温度， $^{\circ}\text{C}$ ；

S —— 相对密度。

对于气体，由状态方程 $p v = RT$ 可求得等压条件下 $p \left(\frac{dv}{dT} \right)_p = R$ ，因此

$$c_p = \frac{du}{dT} + R = c_v + R \quad (1-22)$$

定压比热 c_p 与定容比热 c_v 的比率为等熵指数 k ，即

$$k = c_p / c_v$$

各种气体的定压比热和等熵指数见表 1-1。