

普通高等教育
兵工类规划教材

气体射流动力学

赵承庆 姜毅 编著

北京理工大学出版社

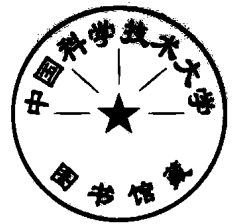


0358
Z31

412435

气体射流动力学

赵承庆 姜毅 编著



北京理工大学出版社

内 容 简 介

本书是兵工高等院校火箭导弹技术专业系列教材之一。它在简要介绍气体动力学基础知识的基础上,对射流理论基础作了简明的介绍,并最后落在各种射流的计算方法上。编写体系新颖,内容丰富,工程实用性强。全书分三篇,第一篇(共五章)介绍了气体动力学基础;第二篇(共两章)介绍了射流理论基础;第三篇(共两章)介绍了射流的计算。

本书可作为火箭导弹技术专业以及从事射流工程专业本科生及研究生的教科书或参考书,也可供有关的工程技术人员使用、参考。

1298/32
05

图书在版编目(CIP)数据

气体射流动力学/赵承庆,姜毅编著. —北京:北京理工大学出版社,1998.6

高校教材

ISBN 7-81045-404-8

I. 气… II. ①赵… ②姜… III. 气体动力学:射流动力学-高等学校-教材 IV. O358

中国版本图书馆CIP数据核字(98)第08496号

责任印制:李绍英 责任校对:陈玉梅

北京理工大学出版社出版发行
(北京市海淀区白石桥路7号)
邮政编码 100081 电话(010)68912824
各地新华书店经售
国防科工委印刷厂印刷

*

787×1092毫米 16开本 15.25印张 363千字
1998年6月第1版 1998年6月第1次印刷
印数:1-1000册 定价:22.00元

※图书印装有误,可随时与我社退换※

前 言

本书是火箭导弹技术专业的系列教材之一，尤其适用于火箭导弹地面设备专业，因为后者往往要涉及处理喷气发动机的尾喷焰效应问题。对于排放热尾喷流的飞行器，当对它进行远距目标特性分析时，要涉及喷流流场的流动状况，这时要用到射流流场计算理论。一般说来，相对发动机而言，其尾喷流可以说是它的工余废弃物，但对于所有与之打交道的防护、侦测等技术而言，射流场的计算则是必需的。

本书的编写体系较为新颖。首先，考虑到火箭导弹技术方面的某些专业学生及工程技术人员，并未专门学习过气体动力学课程，但他们却要学习和处理有关射流动力学方面的工程问题，为学习和使用上的方便，本书写了气体动力学基础作为第一篇。其次，为了一般地建立概念，本书用了较少的篇幅写了射流理论基础作为第二篇。最后，出于实用的要求，本书用了一半多的篇幅写了射流的计算作为第三篇。书中考虑到工程上使用的方便，在保证满足一般工程的基本精度要求下，较大篇幅用来介绍各种工程计算方法，只在最后对射流计算的数值方法作了简要介绍。

本书前八章由赵承庆教授撰写，第九章由姜毅副教授撰写，全书由赵承庆主编。

中国流体测量协会主席、北京大学力学系教授魏中磊先生担任本书的主审，在审稿中提出了许多宝贵意见，编著者在此深表谢意！

魏中磊教授对本书的评语是，取材先进，反映了当前气体射流动力学学科的发展现状；讲解概念和推导公式都很清晰、准确、严谨；全书语句精炼，文字流畅，对问题的提出和叙述，深入浅出，简明扼要；是一部难得的优秀气体射流动力学教程，可作为有关专业本科生、研究生的教科书，对有关工程技术人员也有很高的参考价值。

本书在编写过程中，参考了大量国内外书刊资料，在此对原作者深致谢意！

气体射流动力学的专著，在国内外作为教科书出版的较少。限于编著者的水平，书中难免有错误之处，敬望读者指正。

编 著 者

1997年11月于北京

主要符号表

a	声速；湍流系数；矩形喷口高度；化学反应物中元素原子数
A	面积；功热当量；射流的直接冲击面积
A_w	理论助燃空气-燃气重量比
b	边界层厚度；矩形喷口宽度；射流边界半宽度
c	湍流强度系数
c_v	定容比热
c_p	定压比热
c_{pb}	火箭底部压力系数
C	萨瑟兰常数
D	变形速度张量
e	比内能；自然对数底
E	体积弹性模量
f	质量力；氧化物中的氧气浓度
F	面积
F_t	摩擦阻力
g	重力加速度；Gibbs 自由能
h	比焓；高度；(多) 喷管轴心距
h_0	射流极点深度；倾斜伴随射流的轴偏距离
H	焓；总高度
I	恒等算子
J	射流冲力
k	比热比(绝热指数，等熵指数)
K	射流外边界斜率；湍动能
K_n	克努森数
K_0	旋流器出口截面上的平均动量
\bar{K}	可压缩性修正因子
l	(动量) 混合长度；射流波节长度；反应系统中元素的种类数
l_v	(涡量) 混合长度
L	特征长度；火焰长度；燃气射流发光区长度
L_0	旋流进入旋流器时的轴向动量矩
m	质量；流量；电荷量
M	马赫数；摩尔质量
n	分子浓度；射流出口压强与环境介质压强之比，即 $n = p_e / p_a$ ；温度指数；物质的摩尔分数
O	射流极点
p	压强
p_r	普朗特数
p_b	火箭底部压力

\bar{p}	无因次静压; 压差比
P	发动机推力; 湍流生成项
q	单位质量热量; 动压 ($=\rho u^2$ 或 $\frac{1}{2}\rho u^2$)
\dot{q}	热流率
q_k	辐射加热
Q	总质量热量; 截面流量
Q'	核心区内无因次截面流量
Q''	边界层中无因次截面流量
Q_h	旋转射流回流流量
r	径向坐标; 半径
r_0	流速当量半径
r_c	马赫盘半径
r_h	旋转射流回流区边界半径
R	气体常数; 轴对称射流圆截面半径
R_0	普适气体常数
R_e	雷诺数
s	比焓; 从射流出口计起的射流横截面轴向坐标
s_0	射流初始段长度
S	焓
t	时间; 摄氏温度
T	绝对温度; 旋转射流动量矩
u	x 向分速
u_b	射流主段质量平均流速
u_d	射流初始段质量平均流速
u_m	射流轴心速度
v	比容; y 向分速
V_x, V_y, V_z	x, y, z 轴上的分速
V	体积; 总速度
V_c	分子运动的均方速度
w	z 向分速
W	输运功; 分子量; 旋流切向分速
W_f	摩擦损耗
x	x 向坐标
x_c	马赫盘位置坐标; 特征距离
y	y 向坐标
z	z 向坐标
Z	气体压缩性因子; 位势能函数
α	射流极角; 组分质量份数
β	激波角; 射流对物体表面的冲击角; 每单位燃料完全燃烧所需助燃氧化剂的量
β_p	体积压缩系数
β_t	体积热胀系数
γ	容重; 湍流温度恢复系数

δ	二阶单位张量；气流折转角
δ_p	平板附面层厚度
δ^*	附面层位移厚度
ϵ	单位体积气体的总能量；湍能耗散率；旋转射流的速度保持系数
η	坐标；燃—氧分配比
ϑ_0	射流边界起始倾角
ϑ_A	喷管扩张半角
θ	剪切变形；气流折转角；流向角；射流内边界收缩角；温度差
κ	射流浓度
λ	导热系数；速度系数；速度比；拉格朗日乘数；收缩控制系数
λ^\pm	两族特征线
μ	粘性系数；马赫角；物质的化学位能
μ'	第二粘性系数
ν	运动粘性系数；混合气体比热比
ν_t	湍流粘性
ξ	坐标；点源距离坐标
Π	湍流重力张量
ρ	密度
σ	正应力
τ	剪切应力
Φ	组分参数
ω	分子的均方根移动速度；涡强；射流的导流角
Ω	旋转射流的旋流强度

角 标

a	大气
b	边界
c_c	临界
e	排气；喷气；出口截面
iso	孤立系数
m	轴心；核心区
n	法向
o	绝对；初始；滞止；最大值；非伴随流
r	相对
t	切向
*	临界截面（点）

目 录

第一篇 气体动力学基础

第一章 气体动力学基本知识	(1)
§ 1-1 气体的主要物理属性.....	(1)
§ 1-2 气体动力学的研究范畴.....	(12)
§ 1-3 气体的热力学特性及其关系式.....	(14)
§ 1-4 声速 马赫数.....	(21)
§ 1-5 国际标准大气.....	(27)
§ 1-6 气体动力学的研究特点、研究内容和发展概况.....	(27)
第二章 理想气流基本方程组	(30)
§ 2-1 引言.....	(30)
§ 2-2 连续方程 (质量守恒方程、质量方程)	(31)
§ 2-3 动量方程——欧拉 (Euler) 方程	(33)
§ 2-4 能量方程和状态方程.....	(34)
§ 2-5 定常理想气流的基本方程组和初边条件.....	(35)
第三章 气体的一维定常流动	(37)
§ 3-1 引言.....	(37)
§ 3-2 气体一维定常流动的基本方程组.....	(37)
§ 3-3 气体的一维定常等熵流动.....	(39)
§ 3-4 一维等熵流的三种特定状态.....	(39)
§ 3-5 一维等熵流气流参数的各种常用关系式.....	(41)
§ 3-6 气流参数与管道截面积的关系.....	(43)
§ 3-7 喷管的性能参数.....	(47)
§ 3-8 喷管的流动特性.....	(48)
§ 3-9 拉伐尔喷管流动状态的计算.....	(52)
第四章 超声速流中的扰动波——膨胀波、压缩波与激波	(55)
§ 4-1 膨胀波、压缩波与激波的形成.....	(55)
§ 4-2 膨胀波与微弱压缩波的运算 (普朗特-迈耶尔流动)	(55)
§ 4-3 正激波的运算.....	(60)
§ 4-4 斜激波的运算.....	(64)
第五章 超声速流场计算的特征线法引论	(67)
§ 5-1 数学上的特征线概念.....	(67)
§ 5-2 超声速流场中特征线的物理意义.....	(69)
§ 5-3 用特征线法计算流场概述.....	(70)

第二篇 射流理论基础

第六章 射流基本知识	(72)
§ 6-1 关于射流与射流动力学的基本概念.....	(72)
§ 6-2 射流的形成条件.....	(73)
§ 6-3 射流的流动特点.....	(74)
§ 6-4 工程中的射流现象.....	(75)
第七章 射流的内属性与基础理论	(79)
§ 7-1 射流的湍流特性.....	(79)
§ 7-2 自由射流中的流线图形及其工程简化.....	(80)
§ 7-3 自由射流参数分布的自模性.....	(81)
§ 7-4 自由射流中的积分守恒条件与轴心参数变化规律.....	(84)
§ 7-5 普朗特 (Prandtl) 混合长度理论.....	(86)
§ 7-6 泰勒 (Taylor) 涡量交换理论.....	(89)
§ 7-7 大涡拟序运动理论简介.....	(91)
§ 7-8 关于射流基本方程 (控制方程) 的选定问题.....	(95)
附录 A 理想气流基本方程组.....	(95)
附录 B 纳维-斯托克斯 (N-S) 方程及相关方程组.....	(98)
附录 C 雷诺 (Reynolds) 方程及相关方程组.....	(103)

第三篇 射流的计算

第八章 气体射流的工程计算方法	(107)
§ 8-1 轴对称 (圆断面) 亚声速等温自由射流的工程计算方法.....	(107)
§ 8-2 平面 (二维) 亚声速等温自由射流的工程计算方法.....	(113)
§ 8-3 亚声速非等温和非等浓射流的工程计算方法.....	(115)
§ 8-4 旋转射流计算简介.....	(119)
§ 8-5 轴对称低度欠膨胀自由射流的工程计算方法.....	(129)
§ 8-6 轴对称低度过膨胀自由射流的工程计算方法.....	(132)
§ 8-7 轴对称高度欠膨胀自由射流的工程计算方法.....	(134)
§ 8-8 轴对称高度过膨胀自由射流的工程计算方法.....	(144)
§ 8-9 火箭冲击射流的图线概算方法.....	(149)
§ 8-10 亚声速伴随射流与非伴随射流的近似相关性.....	(153)
§ 8-11 射流对物体作用力的近似确定.....	(157)
§ 8-12 双喷管欠膨胀亚声速伴随射流的工程计算方法*.....	(160)
§ 8-13 燃气射流复燃流场的工程计算方法*.....	(171)
第九章 燃气射流流场的数值计算方法	(185)
§ 9-1 差分方法的几个基本问题.....	(185)
§ 9-2 平面 (或轴对称) 空间推进法*.....	(187)
§ 9-3 求解燃气射流流场的时间相关法.....	(200)

思考题及习题	(205)
附录	(209)
附录一 国际单位, 工程单位, 英制单位及其换算表	(209)
附录二 标准大气表	(210)
附录三 亚声速等熵流气动函数表($k=1.4$)	(211)
附录四 超声速等熵流气动函数表($k=1.4$)	(213)
附录五 普朗特-迈耶尔气动函数表	(220)
附录六 正激波前后气流参数表($k=1.4$)	(223)
主要参考文献	(228)

第一篇 气体动力学基础

第一章 气体动力学基本知识

气体动力学是流体力学的一个分支，其研究对象是可压缩气体的运动规律及其与固体的相互作用。

§ 1-1 气体的主要物理属性

研究和学习气体动力学，自然应先了解气体本身所具有的一些基本属性。在传统的物质形态分类中，相对固体而言，气体和液体合称为流体。流体所具有的一个最基本的属性就是它们都具有流动性。所谓流动性是指在任意小的剪切力作用下，流体总是连续不断地变形，直到剪切力消失才停止变形。这种性质称做流体的流动性，它是流体区别于固体的主要标志。

气体的物理属性，除其流动性之外，尚有不少，在这里不想全书，但想择其要而述之。它们是压缩性，热胀性，粘性和导热性等。在论述这些物理属性时，凡是气体与液体宜于统一论述的，我们就针对整个流体而展开论述。这样可以把某些概念加以扩大，从而有利于读者扩大知识面。

一、气体的压缩性

气体的压缩性概念在气体动力学的研究中，具有很重要的地位和作用。因此，在下面将较为详细地对它进行讨论。

气体的“压而缩之”、“缩而密之”的特性就称之为“压缩性”。严格地讲，当仔细论及气体的压缩性时，尚与它的压缩过程有关，比如，等温压缩或等熵压缩等。

1. 压缩性的原本概念

流体压缩性的量度，通常用体积相对压缩量和体积压缩系数 β_p 来表达。其定义为：流体被增加一个单位的压强，其体积的相对变化量就叫做体积压缩系数，即

$$\beta_p = -\frac{dV}{V} \cdot \frac{1}{dp} (\text{m}^2/\text{N}) \quad (1-1)$$

式中 dp 为流体的压强增量； V 为流体的体积； $\frac{dV}{V}$ 为 dp 作用下流体体积的相对变化量。

如果引进比容 v （单位质量流体所占有的容积，它与密度互为倒数，气体的比容取决于压强，而且其变化范围较大）的概念，则体积压缩系数可表为

$$\beta_p = -\frac{dv}{v} \cdot \frac{1}{dp} \quad (1-2)$$

由于加压（正值）而体积缩小（负值），使比值 dV/dp 或 dv/dp 恒为负值，故（1-1）、（1-2）式右边加“-”号，以保持 β_p 恒为正值。

2. 压缩性的派生概念

一定量的流体体积被压缩过后，其密度自然就要增大。当考虑到流体被压缩时，其质量并不改变，即 $dM = \rho dV + Vd\rho = 0$ ，此中 ρ 为流体的密度。从而体积压缩系数又可写为

$$\beta_p = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{d\rho} \quad (1-3)$$

由于比容和密度互为倒数，即 $v = 1/\rho$ ，将其代入(1-2)式，也可得到(1-3)式。

从(1-3)式可看出，体积压缩系数 β_p 原本由体积的相对变化量来表达，如今派生出由密度的相对变化量来表达了。而且在气体动力学中有关气体压缩性的讨论和表征多与此相关。

3. 不同压缩过程的体积压缩系数

前已提及，体积压缩系数与压缩过程有关。如果压缩过程是等温的或等熵的，则(1-2)式和(1-3)式可分别表示为

等温压缩时

$$(\beta_p)_T = - \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T \quad (1-4)$$

$$(\beta_p)_T = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T \quad (1-5)$$

等熵压缩时

$$(\beta_p)_s = - \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_s \quad (1-6)$$

$$(\beta_p)_s = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \quad (1-7)$$

4. 对压缩性问题的具体分析

由(1-1)式可知，对原体积为 V 的流体，当施加 $d\rho$ 后，若 dV 变化很小，亦即加压后体积变化很小，则称该流体的体积压缩系数很小，反之则称该系数较大或很大。例如，对水而言，压强由 1 增至 1 000 个大气压时，其体积改变还不到 5%。所以一般称水为不可压缩流体。若将气体与液体相比较，则可看出气体的体积压缩系数一般都很大。例如，空气在一个大气压下的等温压缩系数 $(\beta_p)_T = 10^{-5} \text{ m}^2/\text{N}$ ，而水在同样情况下的等温压缩系数 $(\beta_p)_T = 5 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{N}$ ，两者相比，空气比水大五个数量级。所以在气体动力学中，一般都把气体视为可压缩气体，尤其对高速流动的气体是如此。

上面是从体积的相对变化量来叙述的，正如(1-3)式所表示的那样，完全可以转换一下，从密度的相对变化量来进行类同的叙述，兹不赘。但值得指出，在气体动力学中，气体的压缩性一般都是直接针对密度的相对变化量而言的。因此，下面从压强与密度之间的变化关系对气体的压缩性问题作进一步的叙述。

首先，若将(1-3)式改写为

$$\frac{d\rho}{\rho} = \beta_p d\rho \quad (1-8)$$

从(1-8)式出发，当考虑气体动力学的实际工程问题时，一般认为，当 $|d\rho/\rho| \leq 5\%$ 时，甚至也有的认为，当 $|d\rho/\rho| < 10\%$ 时，就可忽略流体的可压缩性特征，而作为不可压缩气流来研究。但由于气体的压缩系数 β_p 很大，而且高速运动的气体一般都伴有较大的压力梯度，这样从(1-8)式可看出，高速气流往往会引发大于 5% 甚至大于 10% 的 $|d\rho/\rho|$ 值，故高速气流

的研究或者说气体动力学的研究必须考虑气体的压缩性效应。

其次,从另一方面看,在温度不过低、压强不过高时,气体密度、压强和温度三者之间的关系,是服从理想气体状态方程的(详见后),即

$$p = \rho RT \quad (1-9)$$

式中 p 为气体的绝对压强; ρ 为气体的密度; R 为气体常数; T 为气体的绝对温度。

从上式可看出,气体在等温情况下,压强与密度成正比;在等压情况下,温度与密度成反比。于是压强和温度都会使密度发生变化。我们想说明的问题是,它的变化在什么情况下,大到已使气体的压缩性有显著效应了。已知,在低速气流中,压强和温度的变化都较小,不引起密度的大变化,亦即密度仍然可以看作常数,这种气流可称为不可压缩流。例如,当气流速度为 70 m/s 时,密度变化仅为 1%;当速度为 100 m/s 时,密度变化也不超过 10%。在气体动力学中,一般可把它们作为不可压流来处理。但当速度更大时,就必须考虑气体的压缩性了。

再有,将(1-8)式改写为

$$\frac{d\rho}{d\rho} = \rho\beta_p \quad (1-10)$$

而

$$\frac{dp}{d\rho} = a^2 \text{ (推导见后)} \quad (1-11)$$

式中 a 为声速。

于是(1-10)式可写为

$$\beta_p = \frac{1}{\rho a^2} \quad (1-12)$$

对上式作定性地粗略分析可知,声速 a 是可以用来衡量压缩性的的大小的。

对 $\rho = \text{const}$ 的流体而言,如液体和低速气流,其压缩性与声速的平方成反比。声速越大,压缩系数就越小,即越不易压缩;声速越小,则越容易压缩。前者如水,后者如气。

不过,在气体动力学中,实际表征气体压缩性大小的参数是马赫数 M (简称 M 数),而

$$M = \frac{V}{a} \quad (1-13)$$

式中 V 为气流速度; a 为流动气体的声速。

联系到前面已提过,气流速度对压缩性是有影响的,而且是正面的影响,即低速 β_p 小,高速 β_p 大。这与声速的影响方向相反,即低声速 β_p 大,高声速 β_p 小。

将此正、反两方面的影响综合一起,就不难大致地理解 M 数是全面、完整地表征气体压缩性大小的特征参数了。

关于 M 数与气流压缩性的量化关系,可由最简单的理想气体欧拉方程(详见后)揭示出来。该方程为

$$VdV = -\frac{1}{\rho}dp \quad (1-14)$$

式中 V 为气流速度; ρ 为气流密度; p 为气流压强。

将(1-14)式改写成

$$V^2 \frac{dV}{V} = -\frac{d\rho}{\rho} \cdot \frac{dp}{d\rho} \quad (1-15)$$

将 (1-11) 式所示的 $a^2 = d\rho/d\rho$ 代入上式

$$\text{则得} \quad \frac{V^2}{a^2} \cdot \frac{dV}{V} = - \frac{d\rho}{\rho}$$

$$\text{亦即} \quad -M^2 \frac{dV}{V} = \frac{d\rho}{\rho} \quad (1-16)$$

式中 dV/V 和 $d\rho/\rho$ 分别表示气流速度的相对变化量和气流密度的相对变化量。该式表明，在绝能等熵流动中，气流速度的单位相对变化量所引起的密度的相对变化量是与 M^2 成正比的。

表 1-1 给出了 M 数在 0.1~1.0 的范围内， $d\rho/\rho$ 与 dV/V 的比值。由表中数据看出，当 $M \leq 0.3$ 时，比值 $\frac{d\rho}{\rho} / \frac{dV}{V}$ 在 9% 以下，一般可以不考虑密度的变化，即认为气流是不可压缩的，从而使问题得到简化处理。当 $M > 0.3$ 时，就必须考虑气流的压缩性了。

值得指出，当在低速情况下，把气体视为不可压流体时，一般是指气体在热力状态变化过程中保持 $\rho = \text{const}$ 。但这里所定义的常数是对同一质点、不同时刻而言的，即该气体质点的密度在任何时刻都是保持不变的，所以上述的 $\rho = \text{const}$ 是一个过程方程，它也可以写为 $D\rho/Dt = 0$ 。但人们常常把不可压气体定义 $\rho = \text{const}$ 中的常数理解为一个物理常数，即任何时刻，流场中任何空间点上的密度都是相同的。这就要注意，这样理解是有条件的，即对不可压流场（指流场中任何空间点的密度都是相同的）是对的；对低速（如 $V \leq 70 \sim 100 \text{ m/s}$ ）定常流动的气体，如果压强变化主要是由于速度变化引起的，则这种气体才可以近似认为是不可压流体，但许多情况却不是这样。

表 1-1 $\frac{d\rho}{\rho} / \frac{dV}{V}$ 随 M 数的变化

M	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
$\frac{d\rho}{\rho} / \frac{dV}{V}$	-0.01	-0.04	-0.09	-0.16	-0.25	-0.36	-0.49	-0.64	-0.81	-1.00

5. 气体压缩性的逆反性——弹性

气体受压的过程中，通过气体内部诸热力学参数的改变，将外部加给它的能量变成了积蓄于内部的能量。一旦外部压力消除，其内蓄能量又要释放出来，使气体恢复其原来状态。在等熵压缩情况下，外加能与释放能是相等的，卸压后气体将完全恢复其原来状态。压缩性的这种逆反特性称作气体的弹性。弹性的量度通常用体积弹性模量 E 来表达，其物理意义非常类似于固体力学中固体材料的弹性模量。不过气体体积弹性模量所涉及的是气体单位体积的相对变化量，而材料弹性模量所涉及的是线应变或角应变。气体体积弹性模量的定义为，气体单位体积的相对变化所需要的压强增量，很显然，它是体积压缩系数的倒数，即

$$E = \frac{1}{\beta_p} \quad (1-17)$$

由于前面对气体体积压缩系数 β_p 进行过详细的讨论和分析，鉴于 E 与 β_p 二者呈互逆关系，在此就不再对体积弹性模量 E 进行更多的讨论和分析了。

二、气体的热胀性

热胀性也称膨胀性。它是指气体的体积随温度升高而增大的一种特性。其量度通常用体

积热胀系数 β_t 来表达。其定义为，在等压情况下，温度增加一个单位时，气体体积的相对增大量即称之谓热胀系数。表达式为

$$\beta_t = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} \quad (1-18)$$

在气体的状态方程 $p = \rho RT$ 中，若压强不变，即 $p = \text{const}$ ，则有 $\rho T = \text{const}$ ，或 $T/\nu = \text{const}$ 。这就表示，温度与密度成反比，而与体积成正比。亦即温度增加，体积增大、密度减小；反之，温度降低，体积缩小、密度增大。这些就是气体热胀性的表现。要注意，气体的热胀性和气体的弹性是两个不同的概念。

三、气体的粘性

1. 粘性的基本概念与牛顿内摩擦定律

流体内部质点间或流层间因相对运动而产生内摩擦力（剪切力）并伴生连续不断的剪切变形以抵抗流体相对运动的性质叫做粘性。或者简言之，流体运动时，流体内部抵抗其剪切变形的特性即称粘性。

粘性是流体本身固有的一种重要物理属性，它对流体的运动影响很大。从形象上看，液体的粘上较易觉察，气体则较难些，但气体也确实存在粘性。

流体粘性的物理本质是流体分子热运动的结果，所以一般说来，粘性的大小是随温度而变化的。但要注意，液体和气体两者随温度变化的趋势是不同的。这是由于两者产生粘性的机理不同。液体的粘性来自分子之间的内聚力，当温度增高时，内聚力下降，抵抗剪切变形的能力也随之下降。然而气体的粘性来自相邻流层间的分子动量交换。当温度增高时，分子运动加速，有助于动量交换，故粘性反而增大。

粘性的度量通常用粘性系数来表达，不同流体具有不同的粘性系数。而连接粘性系数与切应力之间关系的表达式就是著名的牛顿切应力公式，也称牛顿内摩擦定律或牛顿粘性定律。

下面先看几幅粘性流体的典型流动图形。

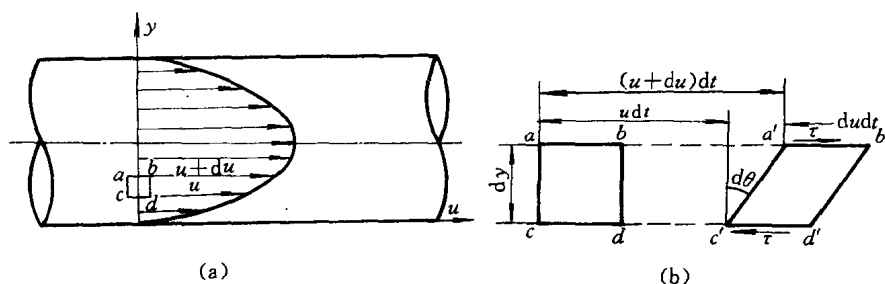


图 1-1 粘性流体管流流速分布图及流体微团的剪切变形速度

图 1-1 和图 1-2 所示出的均为单向流动，即在等截面流道中，垂直于流动方向的速度分量为零。从图上可看出，粘性流体在贴近壁面流动时，由于有附着力作用，流体被紧贴在壁面上，故流速为零。

牛顿内摩擦定律于 1687 年提出，其核心内容为，粘性流体内部的剪切应力与垂直于流体运动方向的速度梯度成正比。对照图 1-1、1-2 示出的流动图形，可比较容易地写出牛顿内摩擦定律的数学表达式，即

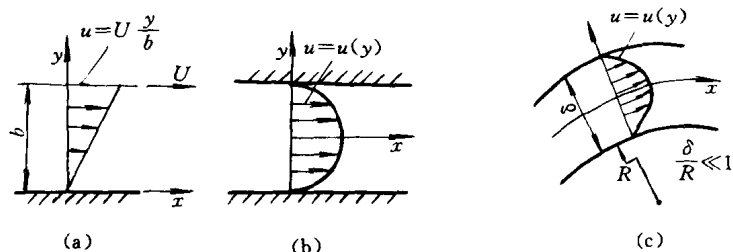


图 1-2 几种典型的二维单向流动图形
(a) 单壁平面流动; (b) 双壁平面流动; (c) 双壁曲面流动

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-19)$$

式中 τ 为垂直于 y 轴的流体的剪切应力 (N/m^2 或 Pa); μ 为流体的粘性系数 ($\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ 或 Pas); du/dy 为垂直于流体运动方向的速度梯度 ($1/\text{s}$)。

关于粘性系数 μ 的物理意义可以理解为单位速度梯度作用下的剪切应力, 因为当 $du/dy = 1$ 时, $\mu = \tau$ 。正因为它反映了粘性的动力性质, 所以通常把 μ 称为动力粘性系数。

关于速度梯度 du/dy 的物理意义可作如下进一步地理解。参照图 1-1(b), 当 dt 时间内的剪切变形 $d\theta$ 值较小时, 可以有

$$d\theta \approx \text{tg}(d\theta) = \frac{du \cdot dt}{dy} \quad (1-20)$$

故
$$\frac{du}{dy} = \frac{d\theta}{dt} \quad (1-21)$$

可见, 速度梯度就是剪切变形速度。因此, 牛顿的内摩擦定律也可以理解为剪切应力与剪切变形速度成正比。

回转来, 从(1-19)式可看出, 剪切应力与当地的压强(正应力)无关。而 μ 项的存在正好反映出剪切应力是随流体种类及其温度的不同而不同的。此外, 还应注意, 牛顿内摩擦定律是建立在流体作层流运动的基础上的。如果流体流动不是层流运动, 那末, (1-19)式将不能直接应用。

顺便提及(1-19)式在工程中的一种具体应用: 对某种单向流动的流体, 通过测定 τ 和 $u(y)$ 可以算出 μ 。这是测定粘性系数的一种方法。而且如果测得 $\mu = \tau / \frac{du}{dy} = \text{const}$, 则称这种流体为牛顿流体。如果 $\mu \neq \text{const}$, 即 τ 与 du/dy 不是简单的直线关系, 则称该流体为非牛顿流体。不过, 绝大部分的常用流体, 如水、汽油、煤油、酒精、甲醇、甲苯等液体和空气、燃气等气体都是牛顿流体。常见的非牛顿流体有血浆、泥浆、油漆、有机胶体、污水和接近凝固温度的石油产品等。

在流体力学中, 由于经常出现 μ/ρ 的比值, 故另用一个符号 ν 来表示之, 即

$$\nu = \mu/\rho \quad (1-22)$$

式中 ρ 为流体的密度。

ν 的常用单位为 cm^2/s , 称斯托克斯, 简称为 St 。在流体力学中, 一般称 ν 为运动粘性系数。

关于“运动粘性系数”名称的由来可做如下的理解: 因为 ν 的量纲为 (cm^2/s), 而长度和时间又恰好是运动学的量, 故将其称之为运动粘性系数。

为了对水和空气粘性系数的大小有个初步了解,也为了对它们的动力粘性系数 μ 和运动粘性系数 ν 相互之间进行某些分析比较,下面给出表 1-2 和表 1-3。

表 1-2 水的粘性系数

$t/^\circ\text{C}$	$\mu/$ ($10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$)	$\nu/$ ($10^{-6}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)	$t/^\circ\text{C}$	$\mu/$ ($10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$)	$\nu/$ ($10^{-6}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)
0	1.792	1.792	40	0.656	0.661
5	1.519	1.519	45	0.599	0.605
10	1.308	1.308	50	0.549	0.556
15	1.140	1.140	60	0.469	0.477
20	1.005	1.007	70	0.406	0.415
25	0.894	0.897	80	0.357	0.367
30	0.801	0.804	90	0.317	0.328
35	0.723	0.727	100	0.284	0.296

表 1-3 一个大气压下的空气的粘性系数

$t/^\circ\text{C}$	$\mu/$ ($10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$)	$\nu/$ ($10^{-6}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)	$t/^\circ\text{C}$	$\mu/$ ($10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$)	$\nu/$ ($10^{-6}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)
0	0.017 2	13.7	90	0.021 6	22.9
10	0.017 8	14.7	100	0.021 8	23.6
20	0.018 3	15.7	120	0.022 8	26.2
30	0.018 7	16.6	140	0.023 6	28.5
40	0.019 2	17.6	160	0.024 2	30.6
50	0.019 6	18.6	180	0.025 1	33.2
60	0.020 1	19.6	200	0.025 9	35.8
70	0.020 4	20.5	250	0.028 0	42.8
80	0.021 0	21.7	300	0.029 8	49.9

2. 气体的粘性系数

气体的动力粘性系数随温升而增大;由于气体的密度随温升而减小,所以气体的运动粘性系数随温度升高而迅速增大。

表 1-4 列出了几种气体的动力粘性系数和运动粘性系数的数值。