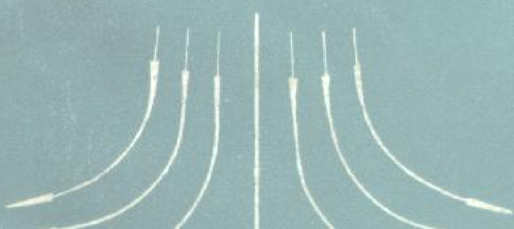
流体力学及传热学

陈景仁 著



国防工业出版社

流体力学及传热学

陈景仁 著

国防工业出版社

内 容 简 介

本书共分四章：第一章为流体力学及传热学的基本原理；第二章为层流；第三章为湍流；第四章为计算方法。

书中对流体力学和传热学的基本原理进行了详细的论述，对各种层流的流动问题进行了仔细分析，并给出了估算法，能迅速解决工程实际问题。在湍流一章中除提出了估算法外，还建立了较新颖的湍流模型。在计算方法一章中，作者在有限差分和有限元法的基础上进行改进，提出了新的有限分析法，适用于解决流体力学问题。

全书以流体力学，传热学及其计算方法作为一个体系编成，内容较新颖和丰富。

本书可供从事水利、航空，军工技术方面的有关科技人员及高等院校师生参考。

体流力学及传热学

[illegible]秉伦 著

国防工业出版社出版

新华书店北京发行所发行　　各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

*

850×1168 1/32　印张 12　317千字

1984年12月第一版　1984年12月第一次印刷　印数：0,001— 6,500册

统一书号：15034·2760　　定价：2.65元

前　言

美国衣阿华大学机械工程系主任陈景仁教授，在流体力学及传热学的学术领域方面深有造诣，于1981年9月应我院邀请讲授流体力学及传热学，为时一月余，效果良佳。我院征得陈教授的同意，将其讲稿整理成文，在国内出版。在此谨对陈景仁教授表示感谢！

本书的特点是将流体力学、传热学及其计算方法作为一个体系编成，比较新颖，内容也较丰富，其中有一部分为其本人的研究成果，甚有价值。本书可以作为工科院校及工程技术人员的参考书。

本书是在我院鲍廷钰教授主持下，由陆家鹏、王普法、高树滋、臧国才、邱光纯、廖振强等同志分工整理和编写的。

华东工程学院

1983年4月

目　录

主要符号

C_D	阻力系数
C_f	摩擦阻力系数
C_L	升力系数
C_M	阻尼力矩系数
C_P	定压比热
C_V	定容比热
e	内能
G	质量力
g	重力加速度
h	焓、对流换热系数
k	导热系数
P	有量纲压力
p	无量纲压力
q	热流
T	有量纲温度
t	有量纲时间
U	基本方程和层流方程中X方向的有量纲速度
U^*	湍流方程中X方向的有量纲速度总量
u	基本方程和层流方程中X方向的无量纲速度
u'	湍流方程中X方向的有量纲脉动速度
u''	湍流方程中X方向的无量纲脉动速度
V	基本方程和层流方程中Y方向的有量纲速度
V^*	湍流方程中Y方向的有量纲速度总量
v	基本方程和层流方程中Y方向的无量纲速度
v'	湍流方程中Y方向的有量纲脉动速度

v''	湍流方程中Y方向的无量纲脉动速度
W	基本方程和层流方程中Z方向的有量纲速度
W^*	湍流方程中Z方向的有量纲速度总量
w	基本方程和层流方程中Z方向的无量纲速度
w'	湍流方程中Z方向的有量纲脉动速度
w''	湍流方程中Z方向的无量纲脉动速度
X, Y, Z	有量纲坐标
x, y, z	无量纲坐标
α	导温系数
μ	粘性系数
ν	运动粘性系数
θ	无量纲温度
ρ	有量纲密度
$\tilde{\rho}$	无量纲密度
τ	无量纲时间、表面应力

无量纲数

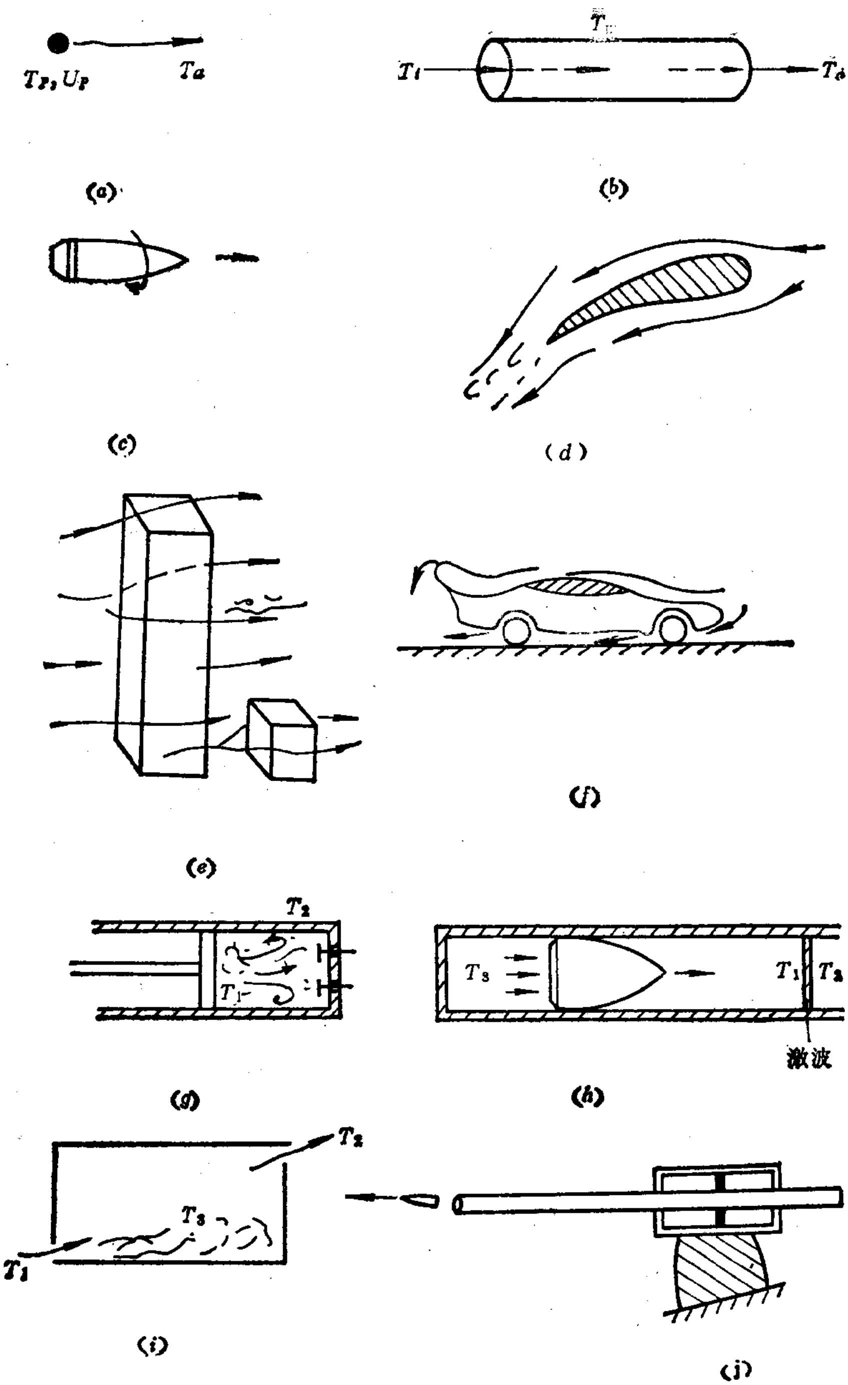
$Ec=\frac{U^2}{C_p\Delta T}$	埃克尔特数	(Eckert number)
$Fr=\frac{LG}{U^2}$	弗鲁特数	(Froudl number)
$Gr=\frac{gL^3}{\nu^2}(1-\tilde{\rho})$	葛拉晓夫数	(Grashof number)
$Gz_x=PrRe_D\frac{D}{X}$	格雷茨数	(Graetz number)
$Nu=\frac{hL}{K}$	努塞尔特数	(Nusselt number)
$Pe=Pr\ Re_D$	皮克勒特数	(Peclet number)
$Pr=\frac{\nu}{\alpha}$	普朗特数	(Prandtl number)
$Re=\frac{\rho UL}{\mu}$	雷诺数	(Reynolds number)

第一章 基本原理

第一节 引　　言

人们会提出这样的问题，为什么要研究流体呢？我们的回答是因为地球上除了固体外，从稀薄的大气到海洋，例如空气、水、啤酒、人体中的血液、工业用的机油、汽油以及油漆等都是流体。那么为什么要研究传热呢？因为不论什么地方都存在温度的差异，而温度的差异要影响到流体的性质和流动状态。此外，由于地球上的能源有限，而人口很多，如何合理有效地利用能源是一个很重要的问题。再如，机动船和武器中，都存在传热问题，例如机枪连续射击几百发子弹后，枪管就要发红。因此要解决这些具体问题就要研究传热。下面举一些流体和传热的典型例子。

最简单的例子是一个运动的粒子，例如空气中的尘埃、雨点，锅炉中燃烧着的小碳块。小碳块进入锅炉前要被热空气加热，以多大的速度运动，如何运动，需要多长时间才能被加热，传热规律如何等这些问题都是需要解决的。我们知道高尔夫球的表面不象乒乓球那样光滑，是凹凸不平的，这里应用了流体力学原理。因为乒乓球运动时气流的分离属于层流分离，而高尔夫球则属于湍流分离，可以打得远些。再如流体在管内流动，弹丸和飞机在空气中飞行等都存在复杂的流体力学和传热学问题。设计高楼大厦也要考虑流体力学问题，否则窗户可能被风吹掉，大厦会过度地摇动。设计汽车发动机时要考虑节省汽油。弹丸在膛内的运动、火炮射击时后坐装置的设计、工业上热交换器的设计、锅炉内燃气流的运动、煤烟的热污染、发电厂的排热、人体中血液的流动、气象预报、风车的运转等也都存在流体力学或传热学问题。图1-1是工业上和日常生活中与流体力学或传热学有关的典型例图。


T_p, U_p
T_a
(a)
T_i
T_o
(b)
(c)
(d)
(e)
(f)
T_2
T_1
(g)
T_3
T_1
T_2
激波
(h)
T_2
T_3
T_1
(i)
(j)

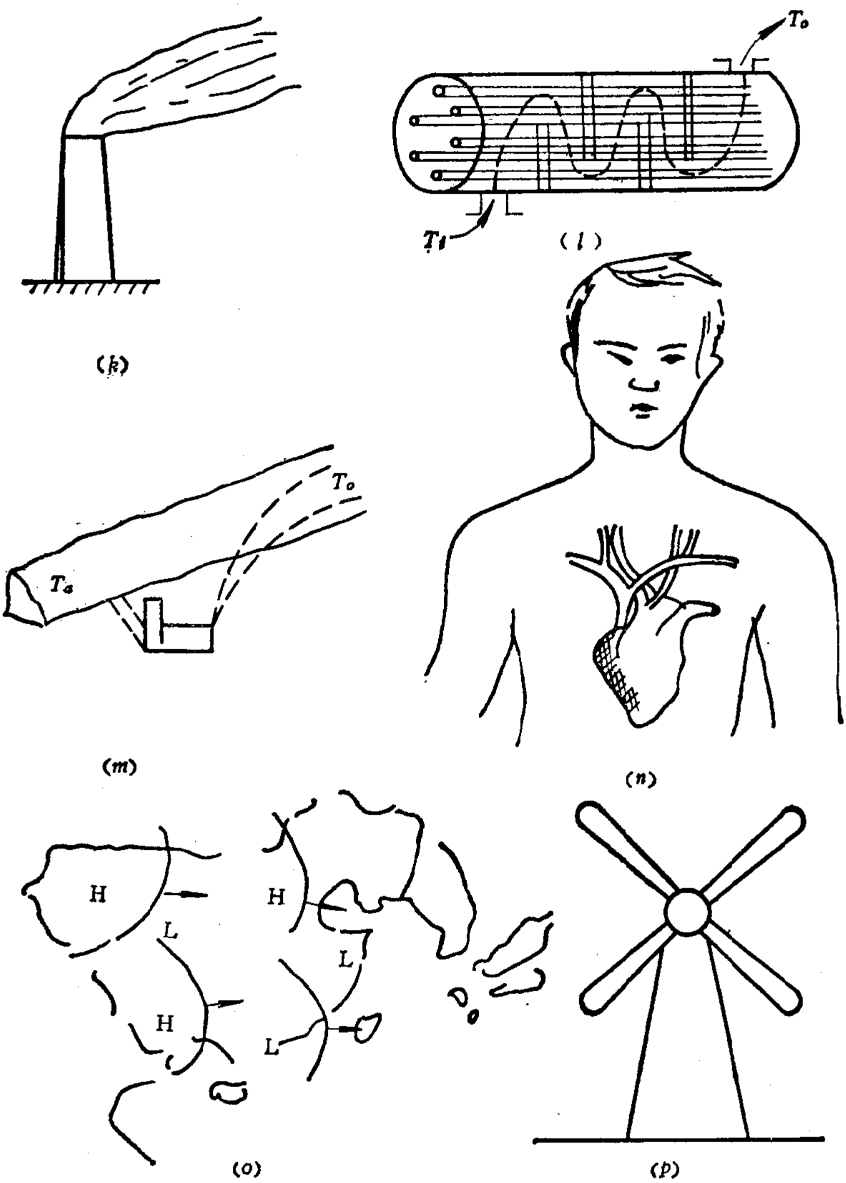


图1-1　流体力学或传热学的典型例图

（a）粒子运动；（b）管流；（c）弹丸；（d）机翼；（e）建筑物；（f）赛车；（g）发动机；（h）内弹道；（i）火炉；（j）反后坐装置；（k）热污染；（l）换热器；（m）发电厂排热；（n）血液流动；（o）气象预报；（p）风车。

虽然工程中会遇到各种各样的流体力学和传热学问题，但对这些具体问题不可能一一进行研究，我们只能从研究流体力学和传热学的基本现象出发，根据物质不灭定律、牛顿定律、能量守恒定律，再加上经验方程（对于气体还要考虑状态方程），然后导出描述流体力学和传热学共同规律的方程，这样就可以从根本上解决问题，这就是第一章所要讲的内容。

第二节 连续方程

引言中已经指出，在研究具体的流体或传热问题之前，需要导出各个基本方程。问题的关键也就在于如何根据基本定律建立数学模型。作为一个工程师、科学家或研究员不但要能用基本定律解释所研究的现象，而且还要能把反映现象的具体数据算出来，这就需要根据基本定律建立数学模型。我们先从质量守恒定律出发导出连续方程。

§2-1 连续介质概念

我们研究问题的出发点是假设把流体当作连续介质。在世界上碰到的大部分流体都属于连续介质，这是因为地球很大，地心引力可以把空气吸住。但在离地面 200 公里的高空，那里的气体已非常稀薄，两个分子差不多相距 20 英尺，连续介质假设也就失效，必须采用分子运动论的微观方法。

根据连续介质的概念，我们可以确定流体一点处的密度。在流体中任取一小体积 δV，它的质量为 δM，如图 1-2(a)所示，其比值 $\delta M/\delta V$ 称为 δV 内流体的平均密度。先假定 δV 比较大，然后逐渐缩小，于是 $\delta M/\delta V$ 随 δV 的变化曲线便由图 1-2(b)表示。

我们可以看出，起初平均密度随 δV 的缩小趋近一稳定值，这是因为 δV 愈小包含在小体积内的气体分子分布愈来愈均匀的缘故，但当 δV 进一步缩小到非常小，使小体积 δV 只包含着少数几个分子时，由于分子进入或跑出该体积致使平均密度不稳定，

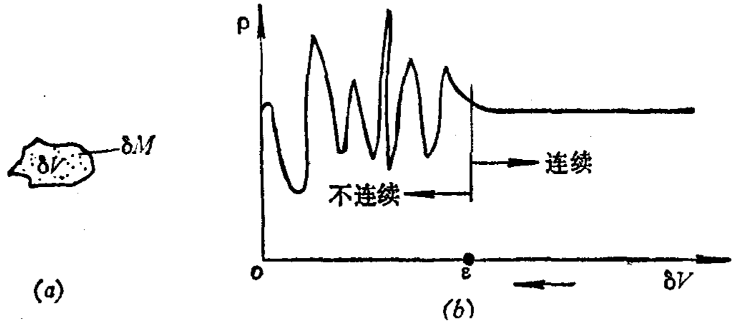


图1-2 定义流体一点处的密度

随时间发生忽大忽小的变化。于是我们可以设想有这样一个最小体积 ε，它与我们所研究流体的特征尺寸相比是微不足道的，可以看成是一个流体性质均匀的空间点，但与分子的平均自由程相比却要大得多，包含有许许多多分子，使得密度的统计平均值有确切的意义。我们把这个最小体积 ε 内的平均密度定义为流体某一点处的密度，即定义

$$\rho=\lim_{\delta V\to\varepsilon}\frac{\delta M}{\delta V}$$

由此可见，作为连续介质的流体中的一点，实际是指一块微小的流体微团，它的大小是和 ε 相比拟的。因此流体本身可以看成是由无限多个连续分布的流体质点所组成。

按同样的推理，可以建立流体中一点处的压强、温度以及其它参数的概念。而对流体中一点处的瞬时速度是指此时与该点重合的流体微团的质心的速度。

§2-2 连 续 方 程

我们在连续的流体中取一微元六面体（图 1-3），研 究 这 一微元体的质量守恒。

单位时间内质量在 X 方向的净流出量等于：

$$\rho U A_x+\frac{\partial\rho U}{\partial X}A_x\delta_x-\rho U A_x=\frac{\partial\rho U}{\partial X}A_x\delta_x \quad (1\text{-}1\,\text{a})$$

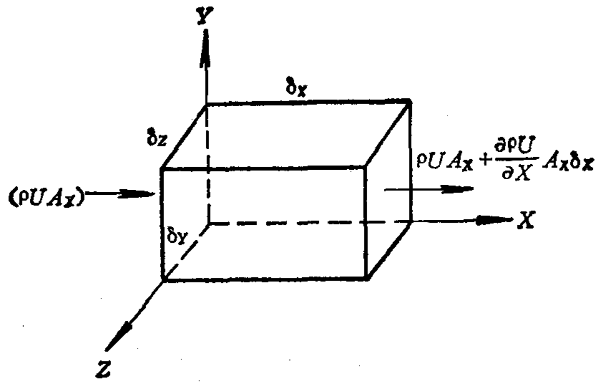


图1-3 微元体的质量守恒

同理可以写出质量在Y和Z方向的净流出量：

$$\rho V A_Y + \frac{\partial \rho V}{\partial Y} A_Y \delta_Y - \rho V A_Y = \frac{\partial \rho V}{\partial Y} A_Y \delta_Y \quad (1\text{-}1\,\mathrm{b})$$

$$\rho W A_Z + \frac{\partial \rho W}{\partial Z} A_Z \delta_Z - \rho W A_Z = \frac{\partial \rho W}{\partial Z} A_Z \delta_Z \quad (1\text{-}1\,\mathrm{c})$$

式中U，V，W分别代表X，Y，Z方向的速度；A_X，A_Y，A_Z为微元体的表面积：

$$A_X = \delta_Y \cdot \delta_Z$$

$$A_Y = \delta_Z \cdot \delta_X$$

$$A_Z = \delta_X \cdot \delta_Y$$

根据质量守恒定律，在δt时间内总的质量流出量应等于微元体中质量的减少，即

$$\delta t\left(\frac{\partial \rho U}{\partial X} A_X \delta_X + \frac{\partial \rho V}{\partial Y} A_Y \delta_Y + \frac{\partial \rho W}{\partial Z} A_Z \delta_Z\right) = -\Delta \rho \delta V$$

式中

$$\delta V = \delta_X \delta_Y \delta_Z$$

当$\delta V \to \varepsilon$，即缩小到流体连续的一点时就得到连续方程：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U}{\partial X} + \frac{\partial \rho V}{\partial Y} + \frac{\partial \rho W}{\partial Z} = 0 \quad (1\text{-}2)$$

上式也可以写成如下形式：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial \rho U_i}{\partial X_i}=0 \tag{1-2a}$$

§2-3 连续方程的其他形式

1. 如果流体是不可压缩的，则ρ为常量，$\frac{\partial \rho}{\partial t}=0$，(1-2)和（1-2a）两式就简化成

$$\frac{\partial U}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}+\frac{\partial W}{\partial Z}=0 \tag{1-3}$$

和

$$\frac{\partial U_i}{\partial X_i}=0 \tag{1-3a}$$

(1-3) 或（1-3a）式表明对于不可压缩流体速度的散度必须等于零。

所要说明的是方程（1-3）中虽然没有包含时间 t，但这一方程对于不定常的不可压缩流体也是适用的。

2. 如果采用柱坐标（图 1-4)，则连续方程的形式如下：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{1}{r}\ \frac{\partial r\rho V}{\partial r}+\frac{\partial \rho U}{r\partial \theta}+\frac{\partial \rho W}{\partial Z}=0 \tag{1-4}$$

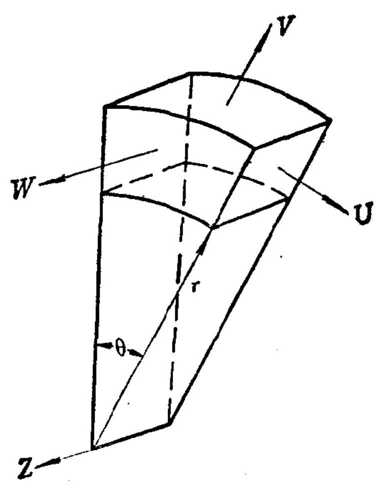


图1-4 柱坐标系中的质量守恒

第三节　动 量 方 程

在第二节导出的连续方程中有4个未知数 ρ，U，V，W，因此靠一个方程不能求解，需要补充方程。因为速度与动量有关，所以下面根据牛顿动量守恒定律导出动量方程。动量方程的最终形式是纳维尔-斯托克斯方程，或简称为N-S方程。

§3-1　关于表面应力的概念

我们知道流体除压力外一定还具有粘性，例如水、啤酒、花生油等都具有粘性。为了描述流体的这种实际情况，需要引进表面应力的概念。为此在流体中取一微元六面体，在每个面上都有一个表面应力 τ，而且每个应力都可以分成三个分量，如图 1-5 所示，这样考虑微元面的对称性后共有九个应力分量。

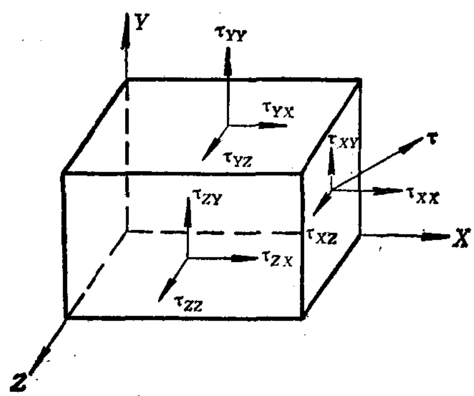


图1-5　表面应力分布

这九个应力分量可以用一个二阶张量表示，通常称为应力张量。应力分量的第一个下标表示应力的作用面，第二个下标表示应力的投影方向。例如，在垂直于X轴的X面内沿Y方向的应力分量用 τ_{XY} 表示，如果X，Y，Z分别用1，2，3表示，则应力可以写成张量形式：

$$\tau_{ij}=\begin{pmatrix}\tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13}\\ \tau_{21} & \tau_{22} & \tau_{23}\\ \tau_{31} & \tau_{32} & \tau_{33}\end{pmatrix} \tag{1-5}$$

式中 τ_{11}，τ_{22}，τ_{33} 分别代表作用于 X，Y，Z 表面上的应力在各自轴上的分量。

§3-2 角动量守恒

有了表面应力的概念后，我们就会想到这些应力之间，例如 τ_{XY} 与 τ_{YX} 之间有什么联系，为了找出应力之间的联系，我们应用力矩守恒原理。为此，取微元体一个面的顶点 A 为原点（图1-6），对 A 点而言能产生力矩的力只有应力分量 τ_{YX}、τ_{XY} 和重力。

根据图 1-6 可以写出对于 A 点的力矩守恒方程：

$$\delta_Y\tau_{YX}+\rho g\frac{\delta_X^2}{2}\delta_Y-\delta_X\tau_{XY}=0 \tag{1-6}$$

当 $\delta_Y=\delta_X\longrightarrow 0\,(\varepsilon)$ 时，则

$$\delta_X\gg\frac{\delta_X^2}{2}\delta_Y$$

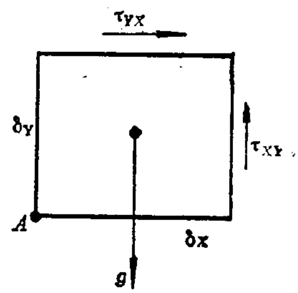


图1-6 角动量守恒

这就说明当微元体的体积缩小到无限小，即缩小到前面所述的那一点时，重力项就可以忽略不计，这时就有 $\tau_{XY}=\tau_{YX}$。同样道理，对于其他方向的应力也存在这一关系：$\tau_{XZ}=\tau_{ZX}$，$\tau_{YZ}=\tau_{ZY}$。如果写成一般形式，则

$$\tau_{ij}=\tau_{ji} \tag{1-7}$$

因此，从力矩守恒角度看，表面应力对于顶点是对称的，这样，虽然有九个应力分量，但只要知道其中的六个就够了。

§3-3 线动量守恒

下面我们分析流体微元体的线动量守恒。微元体的体积为