有色冶金爐

冶金爐教研室

东北工學院

1962

第一章 氣体力学基本定律

§1. 基本概念

气体力学的任务

气体流动是爐子热工过程的組成过程之一。正确的爐气流动，是完善进行爐子热工过程的必要条件，有时甚至于是先决条件。对于大多数爐子，調整气体流动情况是控制热工过程的主要手段。

对于火焰爐，爐气正常流动，才能保証燃料燃燒和傳热等过程正常进行。燃料燃燒生成烟气，烟气經热交換后必須及时的从爐膛排除。燃料燃燒量改变时烟气量也改变，此时我們必須改变作用于烟气的力，才能維持烟气正常流动。火焰爐中烟气是热源，烟气流动和傳热情况有着密切的联系。

对于某些爐子，例如鼓風爐，爐气流动是热工过程的主导过程。鼓風爐的生产率，只要不破坏料柱的稳定性，就正比于鼓風量和气流分布均匀性。

冶金爐学科中气体力学的任务，是根据流体力学的一般定律，討論爐子系統中气体静力特性和流动的規律性。气体是一种物质，其流动情况取决于外力和运动中所受的阻力。爐气力学的要点，就是結合爐子具体情况，研究三者之間关系。

掌握了爐气的靜力特性和流动的規律性，才能正确地按爐子热工要求組織气体流动，才能正确地設計爐子系統。

說明一句，气体是流体的一种，下面談到的流体，表示它們的規律性对气体也适用。

爐子系統中热气体的特性

爐子系統处于大气之中，大多数情况下其中流动着的是表压不大的热气体。一般爐气表压变化多在 200 毫米水柱以內。这种情况下的气体，有三种特性在討論問題时应注意:

(1) 热爐气比外界空气輕，受空气的浮力作用而有上升的特性，这种特性恰和液体（比如水）相反；

(2) 气体的体积随温度改变，爐气在流动过程中温度是变化的，它的体积改变必須考慮；

(3) 压縮性可忽略不計，若温度变化不大，可以近似地認为是非压縮性流体，可以利用水力学的基本定律解决問題。*

---

* 因此爐氣往往叫水力性氣体。

气体的状态方程

爐子情况下，一般可以認为气体状态变化的規律，大体符合于理想气体状态方程。

一般情况下，爐气的表压不高而且变化不大，其体积和温度之間的关系，近似地符合給呂沙克定律。給呂沙克定律：压力一定时，一定量气体的体积和其絕对温度成反比。

$$\frac{V}{T}=\text{const},$$

$$V_t=V_0\frac{T_t}{T_0}=V_0\left(1+\frac{t}{237}\right),$$

或 $$V_t=V_0(1+\beta t)\cdots\cdots m^3 \qquad (1-1)$$

其中 t 为气体的温度，V_t 为 t°C 时气体的体积，V_0 为 0°C 时体积，$\beta=\frac{1}{273}$ 叫气体膨脹系数。

波义尔定律：温度一定时，一定量气体的体积和压力成反比。有一定气体貯于容器中，压力为 p_1 时气体体积为 v_1，p_2 时为 v_2，若气体的温度不变則

$$pv=\text{const}$$

$$p_1v_1=p_2v_2$$

或 $$v_2=v_1\frac{p_1}{p_2}\cdots\cdots m^3 \qquad (1-2)$$

压力和温度皆改变时，气体的体积由状态方程确定：

$$\frac{p_1v_1}{T_1}=\frac{p_2v_2}{T_2}。 \qquad (1-3)$$

气体的几种物理性质

气体有的輕有的重，这可以用重度来表示。某气体的重度，为該气体单位体积所具有的重量。若V体积的气体的重量为G，则重度

$$\gamma=\frac{G}{V}\cdots\cdots kg/m^3 \qquad (1-4A)$$

显然 $$\gamma_t=\frac{G}{V_t}=\frac{G}{V_0(1+\beta t)}=\frac{\gamma_0}{1+\beta t}\cdots\cdots kg/m^3 \qquad (1-4B)$$

其中 γ_0 为該气体在标准状况下的重度，对于：

空气 $\gamma_0=1.293kg/Nm^3$

爐气 $\gamma_0=1.25\sim1.35kg/Nm^3$。

由式(1—4B)可见，气体的重度随温度增加而降低。

单位体积气体所具有的质量，叫該气体的密度，即

$$\rho=\frac{m}{v}\cdots\cdots kg\text{-}秒^2/m^4 \qquad (1-5A)$$

显然 $\rho_t=\frac{m}{v_t}=\frac{\rho_0}{1+\beta t}$ ……kg-秒/m^4 （1—5B）

因为质量 $m=\frac{G}{g}$；g 为重力加速度

則重度和密度之間关系为

$$\gamma_t=\rho_t g\text{……kg/m}^3 \qquad (1\text{—}5C)$$

气体是具有粘性的。要使一層流体在另一層上滑过，或若二固体表面間有一層流体，要使一表面相对另一表面滑动，都必需外加力，以克服流体的內摩擦。这种摩擦力可認为是流体的粘性力，其大小由牛頓定律确定。气体是流体的一种，也符合牛頓定律。若两層流体彼此接触面积为F（圖1—1），速度梯度为$\frac{dW}{dZ}$，則粘性力按牛頓定律：

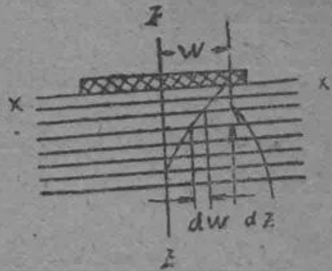

圖 1—1 流体的粘性

$$f_{粘}=\mu F\frac{dW}{dZ}\text{……kg} \qquad (1\text{—}6A)$$

μ 叫粘度系数，簡称粘度，它說明流体的內摩擦性。內摩擦性大則流体的流动性差，因此粘度大的流动性差。粘度的单位在工程中为

$$[\mu]=\frac{[f]}{[F][\frac{dW}{dZ}]}\text{……}\frac{\text{kg-秒}}{\text{m}^2}$$

流体的內摩擦系数为

$$\eta=\mu\cdot g_0\text{……}\frac{\text{kg}}{\text{秒-m}} \qquad (1\text{—}6B)$$

流体的动粘度为

$$\nu=\frac{\eta}{\gamma}=\frac{\mu}{\rho}\text{……}\frac{\text{m}^2}{\text{秒}} \qquad (1\text{—}6C)$$

液体的粘度随温度增加而降低，大家知道，重油在夏季流动性不錯，而严寒时就失去流动性。气体恰相反，粘性随温度增加而升高。对空气和爐气，温度对其粘度的影响大体为

$$\nu_t=\nu_0(1+\beta t)^{1.7}\text{……}\frac{\text{m}^2}{\text{秒}} \qquad (1\text{—}6D)$$

其中 ν_0 为标准状况下粘度，对于空气 $\nu_0=1.328\cdot10^{-5}$m^2/秒，对于爐气（成分为13%CO_2，14%H_2O，76%N_2），$\nu_0=1.22\cdot10^{-5}$m^2/秒。

物理量单位及因次

本书中涉及很多物理方程，它表示出我們所討論的問題的有关变量之間的函数关

系。这些变量都是物理量，其值的大小和度量单位有关。例如1米=100厘米=3市尺=3.28英呎，由此可见，同一长度，数値因度量单位而异。

同一方程中，若不引入单位换算系数，諸物理量的度量单位必須一致。本书中凡帶有編号的物理方程，都附註所要求的度量单位，在使用这些方程时，务請讀者注意。

物理量单位的因次，指組成此单位各基本单位及其幂次。在工程中采用重力制，基本单位为重量，长度和时間，它們可以用符号表示为

〔F〕,〔L〕,〔T〕。

F L T三者称为基本因，它們的幂次皆为1，称为基本次。其他物理量的单位都可由基本单位导出。例如加速度单位为 LT^{-2}，它的因次为长度1次方和时間－2次方。

任何完整的物理方程，必須是因次齐次式，即組成方程的各項的因次相同。例如牛頓第二定律，方程左右两边的因次是相同的。此特性很重要，例如利用此特性可检驗某一物理方程是否完整。

§2. 气体的压力，流量和流速

游泳者在水底感到呼吸困难，这表明流体是有压力的。流体的压力可用液柱高作用于液柱底的压力来表示，所以往往也叫压头。*

絕对压力

在容器內的流体，有力作用于容器的內壁，按牛頓第二定律，此力等于容器作用于流体的力。因此容器內某点流体的絕对压力，等于作用于該点微小面积 dF 的力 df 和 dF 之比，即

$$p=\frac{df}{dF} \qquad (1-7A)$$

若流体內存在等压面，則等压面上任一点流体的絕对压力为

$$P=\frac{f}{F} \qquad (1-7B)$$

其中F为等压面的面积，f 为作用于F的力。

流体的絕对压力必为大于零的正数。絕对压力的单位：

1物理絕对气压（ata）=760mm 汞柱=10,333mm 水柱；

1工程絕对气压（ata）=735.6mm 汞柱=10,000mm 水柱。

$$1\text{mm 水柱}=1\,kg/m^2$$

过剩压力

流体的絕对压力和同高度上外界大气絕对压力之差，叫流体的过剩压力，或相对压力，或者表压。若流体的絕对压力为 p，同高度上外界大气压力为 p_0，則过剩压力为

$$P=p-p_0 \qquad (1-8)$$

* 英文中压头叫 Head，它是多义詞，有"头""高度"等含义，譯为"头"实不恰当。

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com

流体的过剩压力，可以为正，也可以为負。过剩压力为正，
同高度外界大气压力大，相反表示較小。

过剩压力为正，叫正压。过剩压力为負，叫負压。

在本书中，两者都簡称为压力，但过剩压力以大写字母P表
母p表示，以示区别，請讀者注意。

流体压力的含义

流体之所有压力，因为它具有能量。观察压力的单位

$$\left(\frac{kg}{M^2}\right)=\left(\frac{kg\text{-}M}{M^3}\right)$$

說明对于单位体积流体而言，其压力表明它所具有的能量。

請注意，压力并非力，而是流体单位面积上的力，即压力强度。因此所謂的压力，是压力强度的簡称。

流量和流速

冶金爐系統中，流体一般充滿管路流动，但管路各截面上，流体的流量和流速可能是不同的。

流体充滿管路流动时，某截面上流体的流量，截面积，与流速間存在一定的关系。流体的流量，指单位时間內流过該截面的重量或体积，前者叫重量流量（G kg/秒），后者叫体积流量（Vm^3/秒）。对于 t°C 气体

$$V_t = A\cdot W_t \cdots\cdots m^3/\text{秒} \qquad (1\text{—}9A)$$

因此

$$W_t=\frac{V_t}{A}=\frac{V_0(1+\beta t)}{A}$$

$$W_t = W_0(1+\beta t)\cdots\cdots m^3\text{秒} \qquad (1\text{—}9B)$$

$$G=\gamma_0\cdot A\cdot W_t=\gamma_0\cdot A\cdot W_0\cdots\cdots kg/\text{秒} \qquad (1\text{—}9C)$$

其中A为該截面面积，W为气体流經該截面的速度，γ 为气体的重度。

注意，管道截面上气流速度是不等的，軸心綫处流速最大，愈靠近管壁速度愈小。因此上列三个式子中的流速，指的是該截面上的平均流速。关于管流截面上速度分布，参考本章§4。

§3. 热气体的靜力平衡

破坏靜止或平衡，才能发生运动。靜止本身就是一种平衡。当靜止被破坏时，运动向建立新的平衡方向发展。我們研究靜力平衡的目的，在于了解平衡破坏后，热气体將如何流动。

热气体的上浮性

若容器內存在重度为 $\gamma_{r.t}$ 的热气体，如圖 1—2，外界为 $\gamma_{B.0}$ 的冷空气，按照

体受到的浮力为

$=V\gamma_{B.0}$

較空气小，好象橡木瓶塞在水中

在热气体的力为

$\gamma_{r.t}-V\gamma_{B}$

$V(\gamma_{r.t}-\gamma_{B.0})$

$<\gamma_{B.0}$

=负数。

圖 1—2 热氣体上浮性

f 为負，說明作用于热气的淨力和重力方面相反，即淨力是向上的。这种向上的淨力叫上升力

$$f_{升}=-f=V(\gamma_{B.0}-\gamma_{r.t})\cdots\cdots kg \qquad (1—10)$$

若容器上方用盖密閉，此力作用在盖上，热气体处于静止状态。若將盖移去，平衡破坏，热气体就会向上升起。

流体的静力平衡方程

流体柱若是静止的，则流体柱內各点处流体受力处于平衡状态。按此关系可导出静力平衡方程，用以确定流体所具有的能量的形式。

如圖 1—3，在流体柱取一微元体，则作用于其上的重力为 $\rho g dxdydz$，压力为 $pdxdy$ 和 $(p+\frac{\partial p}{\partial z}dz)dxdy$。平衡时三力的合力为零，因此

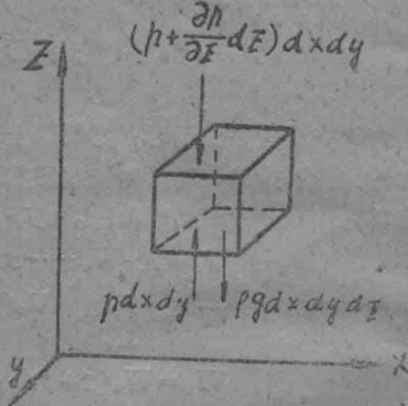

圖 1—3 流体的静力平衡

$$pdxdy-(p+\frac{\partial p}{\partial z})dxdy-$$
$$-\rho dxdydz=0$$

簡化后 $$-\partial p-\gamma\partial z=0$$

积分 $$p+z\gamma=const \qquad (1—11)$$

上式即流体静力平衡方程，其中 γ 为流体的重度，p 叫静压头，$z\gamma$ 叫位压头，簡称静压和动压。§2 中討論过，对于单位体积流体而言，压力表明流体具有的能量。因此静止的流体柱中，流体具有两种形式的能量：静能和位能。对于静止流体柱中任两点而言，静压和位压之和等于常数。

$$p_1+z_1\gamma=p_2+z_2\gamma$$

若 $$z_2>z_1$$

则 $$p_2<p_1$$

因此我們知道，在一孤立的静止流体柱中，位于較高处的位能大而压能小，位置較低处

恰相反。所以人在深水中，感到受压，呼吸困难。

位能是流体受地心吸力作用而具有的能量。自然界中，位能有自发地向降低的方向发展的趋势。因此一靜止的流体柱的靜止若被破坏，流体將会向降低其位能的方向流动。例如一桶靜止的水，若桶底被击破，水將流出。

靜能是流体的压力能，是流体受压縮而具有的能量。靜能說明流体对容器的器壁作用的能力。流体柱平衡被破坏时，流体向降低对器壁的压力的方向进行。

位能和靜能都是說明“靜止”流体“活动趋势”的能量，所以可把两者叫做单位体积流体所具有的势能。

受浮力作用的靜力平衡方程

流体往往是和大气連通的，受大气的浮力作用。此时靜力平衡方程用过剩压力表示，往往便于說明問題。因为

对于流体 $z\cdot\gamma_f+p_f=C_1$ (A)

对于空气 $z\gamma_{B.o}+p_{B.o}=C_2$ (B)

(A)—(B) $(p_f-p_{B.o})+z(\gamma_f-\gamma_{B.o})=C$

因为 $p_f-p_{B.o}=P$

则 $P+Z(\gamma_f-\gamma_{B.o})=\text{const}$ (1—12)

对于液体，$\gamma_f\gg\gamma_{Bo}$，后者可以忽略不計，因此式 1—12 和式 1—11 含义完全相同。所以大家都知道，靜止的水柱是位置較高处的位能較大，有自动向較低处流动的趋势。

对于热气体，情况恰和液体相反。因为 $\gamma_{T.t}<\gamma_{B.o}$，令 $p_T-p_{B.o}=p$，则式 1—11 可改写为
表压.

$$p-z(\gamma_{B.o}-\gamma_{T.t})=\text{const} \qquad (1—13)$$

上式說明，热气柱在空气的浮力作用下，位置較高处气体位压反較低，而靜压較高，如圖 1—4。位置較高处热气体靜压較高，是因为热气体受上升力作用的結果。

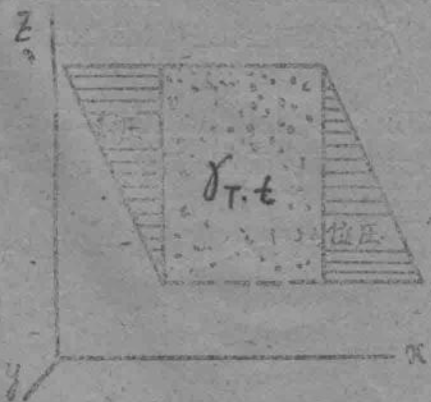

圖 1—4 热氣体靜力平衡

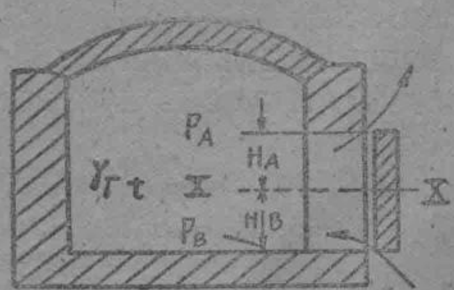

圖 1—5 爐門漏氣

由以上討論可得一重要結論：受大气作用的靜止的熱气体有向上升的趋势。

爐門漏气

爐門漏气可利用靜力平衡方程說明。若以 X－X 为計算位压的准綫，并且控制爐内压力，使准綫处压力为零。为了簡化問題，假定爐气主要沿爐膛长度方向上流动，而沿爐膛高度上的分速度可忽略不計，此时就高度方向而言，可認为爐气是靜止的。

在上述条件下，爐門上限处的压力按平衡方程，

$$P_A-H_A(\gamma_{B.o}-\gamma_{\Gamma.t})=0+0=0$$

$$P_A=H_A(\gamma_{B.o}-\gamma_{\Gamma.t})=\text{正压}。$$

这就是說，爐門上限处爐气压力大于外界空气的压力，若該处有縫隙，則平衡破坏，为了建立新平衡，爐气將經縫隙冒出。同理

$$P_B-(-H_B)\gamma_{B.o}-\gamma_{\Gamma.t})=0+0=0,$$

$$P_B=-H_B(\gamma_{B.o}-\gamma_{\Gamma.t})=\text{負压},$$

故外界空气將經縫隙吸入爐内。

显然，若 $P_A=0$，則經爐門所有的縫隙將吸入空气，若 $P_B=0$，則恰相反。所以往往根据爐門漏气情况，来判断爐内压力如何。

爐膛吸入冷空气，会降低爐温和增加燃料消耗，一般是不希望的。

§4. 气体流动的方式和特性

流体受力作用破坏了平衡才能流动。一定量的流体，受了外加推动力的作用，若能克服慣性和阻力，发生流动。流动的方式和特性，取决于流体的物理性質，推动力的形式和大小，管路的阻力情况等。为了了流体流动的規律性，先討論流动的方式和特性。

自然流动和强制流动

流体因受浮力的推动而发生流动，叫做自然流动。爐子中各部分气体的重度若不同，則会发生自然对流。烟囪中熱气柱，受外界大气柱的浮力作用，会向上流动。

自然流动无須外加机械能，很經济。但自然流动的控制性較差，而且浮力有限，难于克服較大的阻力。

流体因受机械压力推动而发生流动，叫做强制流动。如用鼓風机把气体送入爐内，用排烟机把爐内廢气抽走等。强制流动能克服較大的阻力，而且控制性良好，但需消耗外加机械能。

在爐子系統中，两种形式的流动往往同时存在。爐子系統中，可能一部分气体是强制流动，而另一部分是自然流动。

层流和紊流

流体是有粘性的，視慣性力和粘性力的比值不同，可能发生两种形式的流动。若慣性力作用較粘性小，則流体質点的軌跡互相平行（圖 1—6A），叫做層流。若慣性力

作用較粘性力大，則流体的質点运动軌跡乱深无章（圖 1—6），叫做紊流。

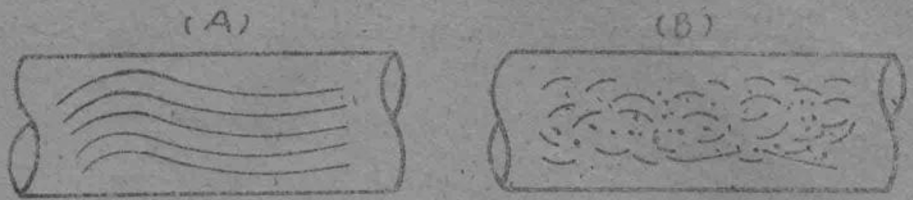

圖 1—6 層流和紊流

流体流动的这种特性，和流体的流速（惯性力）W，粘度 ν（或 η，μ），决定性尺寸 ℓ（对于管道一般采用水力直徑 d），和器壁粗糙情况等有关，可用雷諾准数判别，

$$R_e=\frac{W\ell}{\nu}=\frac{W\ell\gamma}{\eta}=\frac{W\ell\rho}{\mu} \qquad (1-14)$$

对于管道 $\ell=d$，

$$d=\frac{4A}{S}\cdots\cdots m \qquad (1-15)$$

其中 A 为管道的截面积，S 为該截面的周长。对于园管道，水力直徑就等于管道的直徑，其他情况由計算确定。

雷諾由实驗証明，在长度足够的光滑管中，層流和紊流分界的临界雷諾数 $R_{e临}=2320$。因此这种条件下的临界速度，即層流轉为紊流的速度为

$$W_{临}=R_{e临}\frac{\nu}{\ell}=2320\frac{\nu}{d}\cdots\cdots m/秒 \qquad (1-16)$$

〔例 1—1〕 边长 100mm 方形的长玻管中，流动 100°C 的空气，临界流速如何。

解：該管的水力直徑为

$$d=\frac{4A}{S}=\frac{4\cdot0.1\cdot0.1}{4\cdot0.1}=0.1M$$

100°C 时空气的粘度根据式（1—6D）

$$\nu=\nu_0(1+\beta t)^{1.7}=132\cdot10^{-5}(1+\frac{100}{273})^{1.7}=2.3\cdot10^{-5}m^2/秒$$

則 $$W_{临}=2320\frac{2.3\cdot10^{-5}}{0.1}=0.534\ m/秒$$

管道中，由于管壁粗糙，存在扰动等原因，临界雷諾数低于 2320。工业管道中，气体流动絕大多数情况下屬于紊流，并且紊流程度随雷諾数增加而增加。一般情况下，可靠的临界雷諾数靠实驗直接測定。

注意，雷諾数且非流体的物理常数。同一情况下，雷諾数可能因計算方法不同而不同。例如流体流过物料層的雷諾数，其中决定性长度一般不采取管道的水力直徑，而采用物料的塊度計算。所以使用雷諾数时，一定要注意計算它的方法。

边界层和边界底层

当流体和固体表面接触时， 在表面附近就产生速度梯度的流体層， 叫边界層（圖1—7）。

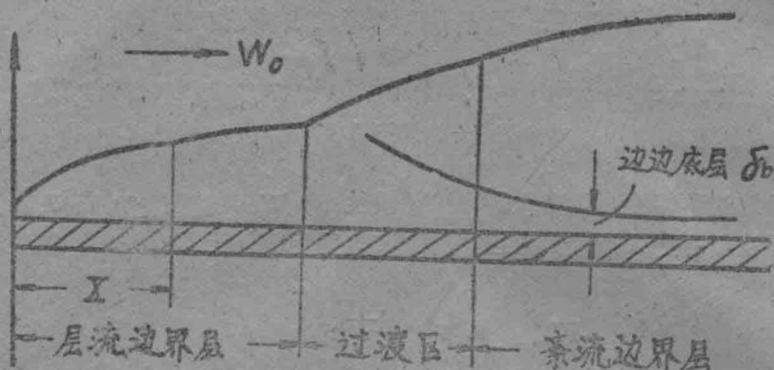

圖 1—7 边界層示意圖

流体和固体表面接触起点不远处，边界層具有層流特性，叫層流边界層；而超过一定距离后，边界層內气流具有紊流特性，叫紊流边界層。

但是紊流边界層里，靠近物体表面仍存在一層很薄的底層，仍为層流，叫边界底層。边界底層通常只有几分之一到几毫米厚。

按边界層理論，有限空間里（如管道中）流动的流体都是边界層。通常工业爐管路中气流多屬紊流，此时存在边界底層。直徑为D的园形截面管道中，边界底層厚度約

$$\sigma_b = 68.4dR_e^{-0.875}\cdots\cdots m \qquad (1—17)$$

由此可见边界底層很薄，并且其厚度随雷諾数增加而降低。

边界層理論認为，边界層里边界底層的速度梯度很大，即速度成直綫的剧烈下降，到固体表面处速度为零。因此边界底層虽然很薄，但对流体流动和傳热的阻力很大。

管流截面上速度分布

气体是有粘性的，在管道中流动时，由于摩擦力的作用，管道截面上速度不同（圖1—8），中心处速度最大，愈靠近管壁愈低，按边界層理論，至管壁处为零。

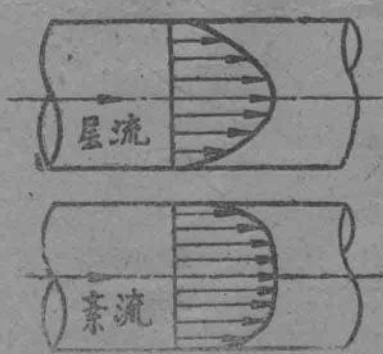

圖 1—8 管流截面上速度分布

理論分析推导証明，層流时园管道截面上流速分布，符合拋物綫規律，即

$$\frac{W}{W_{max}} = 1 - \frac{X^2}{r^2} \qquad (1—18A)$$

其中 r 为管道的半徑， x 为距軸綫的距离，Wmax 为軸綫处流速，W 为距軸綫 x 处的流速。

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com

層流时平均流速 $\overline{W}$ 和最大流速的关系，由理論上可証明，

$$\overline{W}=0.5W_{max}\cdots\cdots m/秒 \qquad (1-18B)$$

紊流时管道截面上速度差別較小，直到管壁附近流速才显著的降低。具体分布情况，視 R_e 数而定，靠实驗办法測定。

層流和紊流时的平均流速，可由測定流量V的办法求出，按式（1—9B）

$$\overline{W}=\frac{V}{A}\cdots\cdots m/秒$$

其中 A为管道的截面积。

管道截面上速度分布和 R_e 数的关系如圖 1—9 所示。該圖說明在不太粗糙的管道中，临界雷諾数小于2100 时为層流区，2100—3100 为过渡区，3100 以上为紊流区。層流区内 $\frac{\overline{W}}{W_{max}}=0.5$，过渡区内此比值随 R_e 数增加而显著增加，而紊流区内，R_e 数增加此比值增加不多。因此紊流区内，一管道的流速无論如何，流速分布差不多。利用这种特性，可以簡化模型实驗，詳见第三章。

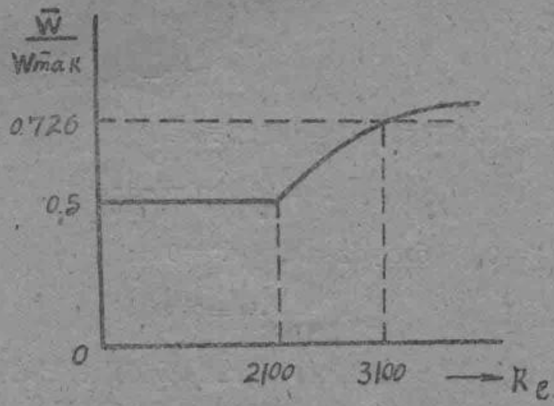

圖 1—9 流速分布与 R_e 数关系

管流截面上速度旣然不是均一的，那么工程問題中一般采用平均速度計算。本书中所謂的管路某截面上流体的流速，若不加声明，指的就是該截面上流体的平均流速。

稳定性和連續性

流体流动时，流經管路上任一点的速度和压力等皆不随时間改变，叫做稳定流动，否則为不稳定流动。稳定流动时管路上任一点上

$$\frac{\partial W}{\partial \tau}=0,\quad \frac{\partial p}{\partial \tau}=0\cdots\cdots 等。\qquad (1-19)$$

管路内任一截面上流量皆相等的流体流动，叫連續流动，否則叫不連續流动。按連續流动的定义得到

$$\gamma_t\cdot A\cdot W_t=\text{const}$$

对任两截面

$$\gamma_{t.1}\cdot A_1\cdot W_{t.1}=\gamma_{t.2}\cdot A_2 W_{t.2} \qquad (1-20A)$$

若流体的重度不变，即 $\gamma_{t.1}=\gamma_{t.2}$，則

$$A_1\cdot W_{t.1}=A_2\cdot W_{t.2} \qquad (1-20B)$$

按連續流动定义可导出表示它的微分方程。为了簡化問題，只討論 x 軸方向的流动情况。在流体取一微元体，如圖 1—10，按照定义知，人元体的流量和流出的相等，因

此可写出

$$\gamma\ (W_x+\frac{\partial W_x}{\partial x}dx)dydzd\tau-\gamma W_x dydzd\tau=0$$

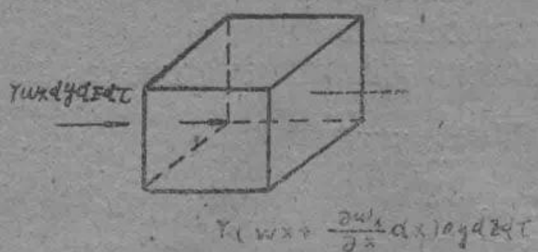

圖 1—10　連續性方程推導

其中 γ 为流体的重度，簡化后得到

$$\gamma\frac{\partial W_x}{\partial x}dxdydzd\tau=0$$

但　$\gamma\fallingdotseq0$　　$dxdydz\fallingdotseq0$　　$d\tau\fallingdotseq0$

故
$$\frac{\partial W_x}{\partial x}=0 \tag{1—21}$$

上式即不压縮性流体連續性微分方程。它的物理意义是，对于等截面的管路，流体連續流动的前提条件为各处流速相等。我們討論的对象，主要是稳定連續流动。

§5. 流体流动的基本定律

古典动力学的基本定律是牛頓第二定律，能量不灭定律和动量不灭定律。它們也适用于流体力学，但結合到流体是一种連續体，需加以补充。根据这些基本定律，进一步認識具体情况下的流动規律性。

斯托克方程

它是牛頓第二定律在流体力学中的具体形式。它說明流体受外力后速度的改变。

从流体中取一微元体，为了簡化討論，只討論Z軸方向上的受力和运动情况（圖 1—11）。

作用在元体上的力为重力，压力和粘性力，它們：

重力 $=-\rho gdxdydz$　　　　(A)

压力 $=pdxdy-(p+\frac{\partial p}{\partial z}dz)dxdy$

$$=-\frac{\partial p}{\partial z}dxdydz;\tag{B}$$

粘性力 $=(\sigma+\frac{\partial\sigma}{\partial x}dx)dydz-\sigma dydz=$

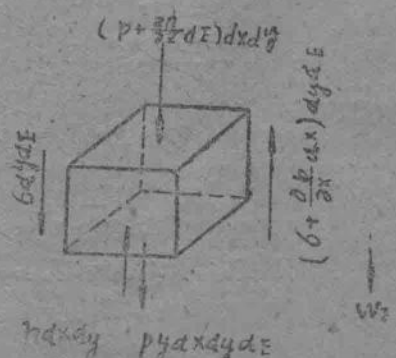

圖 1—11　斯托克方程推導

$$=\frac{\partial\sigma}{\partial x}dxdydz$$

由式 1—6A 知切应力 $\sigma=\frac{f_{粘}}{F}=\mu\frac{\partial W_z}{\partial x}$,

故 $$粘性力=\mu\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial W_z}{\partial_x}\right)dxdydz\ ,=\mu\frac{\partial^2 W_z}{\partial x^2}dxdydz。\quad (C)$$

元体受力后发生加速度，它和质量的乘积：

$$质量\times加速度=\rho dxdydz\frac{\partial W_z}{d\tau}=\left(\rho\frac{\partial W_z}{\partial\tau}+\rho\frac{\partial W_z}{\partial z}W_z\right)dxdydz\quad (D)$$

因为 $$W=f(t,\ z);\ \frac{dW_z}{d\tau}=\frac{\partial W_z}{\partial\tau}+\frac{\partial W_z}{\partial z}W_z。$$

按照牛顿第二定律，合力=质量×加速度，即式(A)+(B)+(C)=(D)，得到:

$$-\frac{\partial p}{\partial z}-\rho g+\mu\frac{\partial^2 W_z}{\partial x^2}=\rho\frac{\partial W_z}{\partial\tau}+\rho\frac{\partial W_z}{\partial z}Wz \qquad (1-22)$$

上式即斯托克方程，其物理意义为：粘性流体流动的加速度，正比于其所受的压力、重力、粘性力三者的合力。这个方程包括了所有影响流体流动的因素，定性地描述了流体流动的过程。要得到定量的計算关系，須將該方程积分。但是只有特定条件下，才能够將該方程积分。

伯奴里方程

伯奴里方程是斯托克方程的积分。它反映了流体各种能量的相互关系。

无粘性的流体叫理想流体。不压縮性理想流体稳定連續流动时，斯托克方程得到簡化。因为

$$\mu=0 \qquad \frac{\partial W_z}{\partial\tau}=0,\ 故$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z}-\rho g=\rho\frac{\partial W_z}{\partial z}W_z$$

即 $$-\partial p-\rho g\partial z-\rho W_z\partial W_z=0$$

积分 $$p+\rho gz+\frac{1}{2}\rho W_z^2=const$$

上式是按 z 轴方向得到，但对任务单一方向流动都适合，因此上式可以写为

$$p+z\gamma+\frac{W^2}{2g}\gamma=const \qquad (1-23A)$$

上式即为伯奴里方程。对管路任两截面可写成:

$$p_1+z_1\gamma+\frac{W_1^2}{2g}\gamma=p_2+z_2\gamma+\frac{W_2^2}{2g}\gamma\cdots\cdots ata \qquad (1-23B)$$

p 叫静压（头），$z\gamma$ 叫位压（头），$\frac{W^2}{2g}\gamma$ 叫动压（头）。伯奴里方程可文字叙述为：不压縮性理想流体稳定連續流动时，任一处流体所具有的静压、位压、动压三者之和等于常数。

静压就是流体的压力，按本章 § 2 中道理，它就是单位流体所具有的能量。位压和动压单位和静压相同，故它們也是流体所具有的能量。位压就是位能。动压就是动能。因此伯奴里方程实质就是能量不灭定律在流体力学方面的具体形式。

对于热气体，若須考虑到受大气的浮力作用，可以把式 1—23B 改写为較适用的形式。因为

对于热气体

$$p_r + z\gamma_{r.t} + \frac{W_t^2}{2g}\gamma_{r.t} = C_1 \tag{A}$$

对于空气 *

$$p_0 + z\gamma_{B.0} = C_2 \tag{B}$$

两式相减

$$(p_r - p_0) + Z(\gamma_{r.t} - \gamma_{B.0}) + \frac{W^2}{2g}\gamma_{r.t} = \text{const}$$

因为

$$\gamma_{r.t} < \gamma_{B.0}, \quad p_r - p_0 = P^{**}$$

故

$$P - Z(\gamma_{B.0} - \gamma_{r.t}) + \frac{W_t^2}{2g}\gamma_{r.t} = \text{const} \tag{1—24A}$$

对管路任两截面

$$P_1 - Z_1(\gamma_{B.0} - \gamma_{r.t}) + \frac{W_{t.1}^2}{2g}\gamma_{r.t} = p_2 - z_2(\gamma_{B.0} - \gamma_{r.t}) + \frac{W_{t.2}^2}{2g}\gamma_{r.t} \cdots\cdots \text{kg/m}^2 \tag{1—24B}$$

上列諸式太长，书写不便，可用符号代表各种压头来簡化。令

$$h_{静} = P \text{ 或 } p$$

$$h_{位} = -z(\gamma_{r.t} - \gamma_{B.0}) \text{ 或 } z\gamma$$

$$h_{动} = \frac{W_t^2}{2g}\gamma_{r.t} \text{ 或 } \frac{W_2^2}{2g}\gamma$$

则

$$h_{总} = h_{静} + h_{位} + h_{动} = \text{const} \tag{1—24C}$$

$h_{静}$ 和 $h_{位}$ 都是势能（詳見 § 3），$h_{动}$ 是动能。流体流动情况可由其速度变化来表明，即由动能的变化表明。伯奴里方程确定，流体具有的三种形式的能量，流体由一管路截面流至另一截面，它們彼此間可能轉換的，但其和不变。这样，流体流动中动能的变化，可以根据势能的变化来判断。因此，伯奴里方程对流体力学的宝貴貢献，也就是可以由能量轉变来研究流体流动情况。

---

* 空氣的流动对浮力無影响，故动压不計。

** 参考式 1—8。

三种形式能量之和叫流体的总压（式 1—24C）。这三种能量都是能克服阻力作功的，可称为有用能。总压可理解为有用能之和。

实际的流体都有粘性，在流动过程中要发生能量损失，即有用能因克服粘性力引起的阻力而轉为热能。在管路情况下，这种热能是不能作功的，故称为无用能；叫做压头损失，符号为 $h_{损}$ 或 $\triangle h$。因此对于实际流体的流动：

$$h_{总}+h_{损}=h_{静}+h_{位}+h_{动}+h_{损}=\text{const} \qquad (1—25)$$

注意，式 1—24 及 1—25 在气体的重度等于常数时才正确。爐子中的气体，重度随温度变化，因此只有当气体的温度不变或变化不大时，才能应用这些公式。假若管路温度变化很大，須將管路分成温差不大的若干段，然后对每一段应用伯奴里方程。

动量方程

作用于流体某部分的外力，乘以作用时間，就等于在力的方向上該部分流体的总动量变化，即

$$(\Sigma f)\cdot d\tau=d(\Sigma mW) \qquad (1—26)$$

根据动量方程，我們可以按流体的动量变化，来研究被討論的部位处流体流动情况。具体应用见第二章。

§6. 能量的轉变和測量

能量的轉变

实际流体的能量，按式 1—25，以 $h_{静}$、$h_{位}$、$h_{动}$、$h_{损}$四种形式存在。流体由管路一截面流至另一截面，能量可能发生轉变。茲結合圖 1—12 来討論。

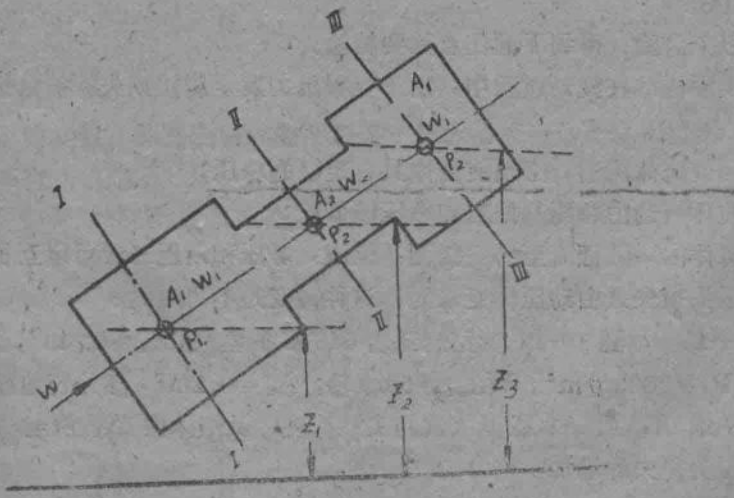

圖 1—12

如圖 1—12，不压縮性等温气体沿一管路稳定連續流动。气体由截面Ⅰ—Ⅰ至Ⅱ—Ⅱ时，能量的轉变如下。

位能：　$h_{位1}=-z_1\triangle\gamma$　$h_{位2}=-z_2\triangle\gamma$

因为　$z_2>z_1$　则　$h_{位2}<h_{位1}$。

动能：　$h_{动1}=\frac{W_1^2}{2g}\gamma$　$h_{动2}=\frac{W_2^2}{2g}\gamma$

而　$W_1=\frac{V_1}{A_1}$，$W_2=\frac{V_2}{A_2}$，$A_1>A_2$

稳定連續流动时 $V_1=V_2$，V 为气体的流量，

故　$W_1<W_2$，$h_{动2}>h_{动1}$。

能量损失：它必然是增加的，即　$h_{损2}>h_{损1}$

同理，气体由Ⅱ—Ⅱ流至Ⅲ—Ⅲ时，能量轉变为：

$$h_{位3}<h_{位2}，h_{动3}<h_{动2}，h_{损3}>h_{损2}。$$

至于靜能的变化，視情況而定。若位能和能量损失都很小，可忽略不計，那么由于 $h_{动1}<h_{动2}$，必然 $h_{靜1}>h_{靜2}$，由于 $h_{动2}>h_{动3}$，則 $h_{靜2}<h_{靜3}$。其他情况，請讀者自己分析。

热气体由 A_1 截面流至 A_2 截面时动能增加，而动能的增加靠势能的轉化，势能要减少。由 A_2 至 A_3 面，情况恰相反。由此可见，有用能之間能够互相轉变。

由于 $h_{损3}>h_{损2}>h_{损1}$，故必然 $h_{总1}>h_{总2}>h_{总3}$。这可以認为是流体流动的必要条件。往往听到"流体由靜压大的地方流向靜压小的地方"，这句話不很完善，由以上討論可知，只要 $h_{总3}>h_{总2}$，即便 $P_3>P_2$，流体仍能由截面Ⅲ—Ⅲ流至Ⅱ—Ⅱ。

只有流动时，才发生能量损失，所以可以認能量损失是由动能轉变来的，并且其大小和动能成正比。但动能轉变为能量损失时，可能由势能补充，从終結状态看来，本身不一定变化。

归納以上討論，得到下面几点重要結論：

(1) 实际流体在流动过程中，由于克服阻力发生能量損失，能量損失是不断增加的；

(2) 要使流体流动，必須使流体具有足够的总压；

(3) 流体自动由总压高处流向总压較低处；

(4) 流体由一截面流至另一截面，位压，靜压和动压三者可以互相轉变。

(5) 压头損失是由动压轉变来的，这种轉变是不可逆的。

〔例 1—2〕 如圖 1—12，管路流动着 546°C 的空气，$A_1=0.4m^2$，該处距地面 3m。經測量知 $P_1=100kg/m^2$，$W_{0.1}=5\,m/秒$；$A_2=0.2m^2$，該处距地面 5m，靜压 $P_2=4kg/m^2$。求 A_1 及 A_2 截面气流的实际速度，及气体由 A_1 流至 A_2 时，各种压头的变化和压头損失的增加。

解：气体的溫度膨脹系数：$1+\beta t=1+\frac{546}{273}=3$。

气体的重度：$\gamma_{3.1}=j_{3.3}(1+\beta t)^{-1}=1.293\cdot\frac{1}{3}=0.431kg/m^3$

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com