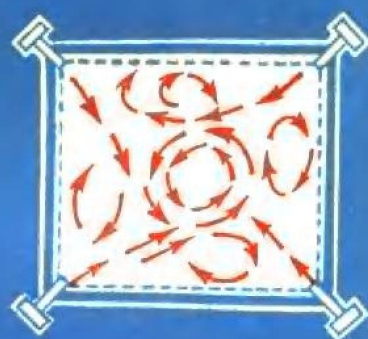


锅炉炉内过程

(专 辑)



24.1

科学技术文献出版社重庆分社

TK224.1

3

锅炉炉内过程

重庆大学 王致均
西安交大 陈听宽 编著
章燕谋

7844.76



科学技术文献出版社重庆分社

780398

目 录

第一章 燃烧空气动力学

§1-1 概述	(1)
§1-2 运动气流中的扩散	(1)
§1-3 直流射流及其组合的空气动力学	(6)
§1-4 旋转射流及其组合的空气动力学	(23)
§1-5 钝体尾迹中的流动	(41)
§1-6 炉内气流的模化	(45)

第二章 煤粉燃烧过程

§2-1 概述	(56)
§2-2 煤粉燃烧的微观特征	(57)
§2-3 煤粉燃烧的宏观特征	(61)
§2-4 炉内空气动力学特征	(65)
§2-5 煤粉燃烧过程着火的安全性问题	(74)
§2-6 燃烧产物的污染及其控制	(80)
§2-7 煤粉燃烧过程的调整	(83)

第三章 沸腾燃烧过程

§3-1 概述	(87)
§3-2 沸腾燃烧过程的流动特性	(90)
§3-3 沸腾燃烧过程的燃烧特性	(99)
§3-4 沸腾层的传热特性	(102)
§3-5 沸腾燃烧过程中污染物的控制	(106)
§3-6 增压沸腾燃烧	(108)
§3-7 煤的常压沸腾燃烧模型	(110)
§3-8 沸腾炉炉膛及布风装置的设计	(114)

第四章 炉膛及对流受热面的传热过程

§4-1 炉膛传热	(120)
§4-2 对流受热面传热过程	(169)

第一章 燃烧空气动力学

§1-1 概 述

燃烧过程是一个复杂的物理化学过程。虽然一般说来,它是一种放热的氧化反应,但是物理过程特别是能量、质量和动量的交换过程对燃烧系统起着重要的作用。在大多数工业燃烧中,对总反应速度起决定作用的是物理过程的速度。

在燃烧实践中,人们最关心的是如下问题

- (1) 燃烧过程着火的稳定性
- (2) 燃烧强度,也即容积燃烧率
- (3) 火焰与新鲜的燃料空气混合物以及与燃烧室外部介质间的热交换问题
- (4) 与燃烧过程有关的安全性问题

为了研究着火的稳定性,必须研究火焰传播的机理和火焰传播速度。而火焰传播速度与燃料空气混合物的流动状态和流动结构有密切的关系。在紊流工况下,由于质交换和热交换都显著增加,因而引起火焰传播速度增加。当有对流流动时(譬如有回流区时),火焰传播速度将进一步增加。因而回流区的形状、尺寸和回流参数与着火的稳定性有密切的关系。上述流动结构和流动状态都与燃烧空气动力学有关。

为了确定火焰的外形尺寸和设计燃烧室,必须知道火焰的燃烧率。在工业条件下,火焰的燃烧率与燃料的着火、燃烧和燃尽过程都有关系。因而也与燃烧过程的前期混合和后期混合过程的强度有关。混合过程的强度就取决于燃烧的空气动力学条件。

从燃烧器喷出的燃料流和空气流都是一股射流。这种射流基本上可以分为两个类型:直流射流和旋转射流。直流射流和旋转射流

的空气动力特性,诸如卷吸特性、速度分布、射程和回流区等都是完全不同的,以这两种射流为基础的火焰其形状和着火方式也是不同的。因而对这两种射流应分别加以研究。

近廿年来,英、美、苏联和西德等世界各国加强了对燃烧空气动力学的研究。在等温状态和热态下,对各种射流及其组合的空气动力学特性作了大量试验研究,逐步形成了燃烧学的一个新的分支——燃烧空气动力学。

本章中将对燃烧空气动力学作一扼要的介绍,侧重如下几个问题

- (1) 层流和紊流工况中的扩散现象
- (2) 直流射流及其组合的空气动力学
- (3) 旋转射流及其组合的空气动力学
- (4) 钝体尾迹中的流动
- (5) 炉内气流的模化

§1-2 运动气流中的扩散

一、静止介质中的转移现象

在气体介质中,气体的分子是在不停地作无规则的热运动,也即布朗运动。气体分子常会从一个位置移动到另一个位置,使各部分的气体分子互相掺合。由于分子不断地无规则运动,分子与分子之间经常互相碰撞。这种碰撞使得分子与分子之间发生能量和动量的交换,并使分子改变其原有的运动方向和速度。速度大的分子碰撞后速度变小了,反之速度小的却变大了。由于这种互相掺合的结果,如果气体各部分是不均匀的话,则在经过一定时间后即趋于一致。

首先,我们感兴趣的是两种不同气体的互相掺合即扩散问题。

如果气体各部分的密度和质量不同，则在分子作无规则的热运动时，由于分子间的相互碰撞和掺合，使气体各部分的密度和质量逐渐趋于均匀。这就是所谓的扩散过程，转移的是气体物质。

按费克的分子扩散定律可知，物质的扩散数量是与浓度梯度成正比的，其数学表示式为

$$m = -D \frac{dc}{dn} \quad [\text{公斤/米}^2 \cdot \text{秒}] \quad (1-1)$$

式中 m ——由浓度不同引起的分子扩散的物质数量

dc/dn ——在 n 方向上的浓度梯度

D ——分子扩散系数

式中的负号表示物质扩散的方向系与浓度增加的方向相反。

从上式中可以看出，物质扩散的数量只决定于浓度梯度和分子扩散系数。

在分子的不规则运动中，除了物质的扩散转移外，还有二种类似的转移对燃烧过程也起着重要的作用，即动量转移和热量转移。

根据牛顿的粘性定律，内摩擦力与速度梯度成正比

$$F = \mu \frac{dw}{dn} \quad [\text{公斤/米}^2] \quad (1-2)$$

式中 μ ——动力粘性系数

根据傅立叶的热传导定律，传导的热量与温度梯度成正比

$$q = -\lambda \frac{dt}{dn} \quad [\text{大卡/米}^2 \cdot \text{秒}] \quad (1-3)$$

式中 λ ——物质的导热系数

这三种转移的数学表达式是相同的。这种共同性说明，它们都具有以混乱的分子热运动为基础的同一物理机理。运动本身是质量的转移，这种转移是在介质具有非均一的浓度情况下显示出来的物质交换现象。在物质交换的同时，假如在介质中的各部分还存在有不同的动量和不同的动能时，则必然会

引起动量和能量的转移。因为运动着的物质就是这二种能量——动量和动能——的载体。所以这三种现象是类似的。

不但这三种现象的数学表达式具有共同性，而且这三个数学式中的比例系数，即 D 、 μ 和 λ 也具有一定的关系

由气体分子运动学可知，这三个系数等于

$$D = \frac{1}{3} \bar{u} \bar{l} \quad [\text{米}^2/\text{秒}] \quad (1-4)$$

$$\mu = \frac{1}{3} \rho \bar{u} \bar{l} \quad [\text{公斤} \cdot \text{秒}/\text{米}^2] \quad (1-5)$$

$$\lambda = \frac{1}{3} \rho \bar{u} \bar{l} C_v \quad [\text{大卡}/\text{米} \cdot \text{秒} \cdot ^\circ\text{C}] \quad (1-6)$$

式中 $\bar{u}$ ——气体分子的平均速度

$\bar{l}$ ——气体分子自由行程的平均长度

ρ ——气体的密度

C_v ——气体的定容比热

如果令 $\nu = \mu/\rho$ 和 $\lambda/\rho C_v$ ，则可得出

$$D \approx \nu \approx \alpha = \frac{1}{3} \bar{u} \bar{l}$$

式中 ν ——运动粘滞系数

α ——导温系数

表1-1列出了几种气体在一个大气压下，0℃时的物理常数。从表1-1可以看出，每一种气体的分子扩散系数、运动粘滞系数和导温系数都具有同一数量级，数值上也近似。通常也通称此三者为分子转移系数。

表1-1

气体名称	$D \times 10^6$ (米 ² /秒)	$\nu \times 10^6$ (米 ² /秒)	$\alpha \times 10^6$ (米 ² /秒)	$\frac{\nu}{\alpha}$	$\frac{\nu}{D}$	$\frac{D}{\alpha}$
空气	18.1	13.7	18.8	0.73	0.76	0.96
氧	18.9	13.5	18.6	0.73	0.71	1.03
氢	129.0	94.7	136.0	0.70	0.73	0.95
一氧化碳	17.5	13.3	18.1	0.74	0.76	0.98
二氧化碳	10.4	7.0	8.9	0.79	0.67	1.18

二、层流扩散

层流运动中的扩散与热传导也是类似的。这里我们侧重讨论扩散问题。

如果不考虑气流的压缩性和地心吸力，而物质为有源时运动微分方程式为

$$\frac{DW}{d\tau} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \nabla^2 W \quad [\text{米}^2/\text{秒}^2] \quad (1-7)$$

式中 W ——速度

τ ——时间

p ——压力

ρ ——气流的密度

$$\nabla^2 W = \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2}$$

$$\begin{aligned} \frac{DW}{d\tau} &= \frac{\partial W}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial W}{\partial x} + w_y \frac{\partial W}{\partial y} \\ &+ W_z \frac{\partial W}{\partial z} \quad (\text{无源时}) \end{aligned}$$

$DW/d\tau$ 为 W 的真导数，它表示在 $\partial w/\partial \tau$ 的时间内以及气流从空间内一点移动到另一点 $\left(W_x \cdot \frac{\partial W}{\partial x} + W_y \frac{\partial W}{\partial y} + W_z \frac{\partial W}{\partial z} \right)$ 时， W 值的全部变化。

不可压缩流体的物质交换方程式为

$$\frac{Dc}{d\tau} = V + D \nabla^2 C \quad [1/\text{秒}] \quad (1-8)$$

式中 C ——浓度

V ——气体来源处的输出 $[\text{米}^3/\text{米}^3 \cdot \text{秒}]$

D ——分子扩散系数

上述方程式要从理论上正确地求解是很困难的。如果将一些条件加以简化后也可以进行积分，但结果往往与实际情况有差异。所以常常以相似理论为指导，用实验的方法来解决这类问题。

运用相似理论，可由流体的运动方程式和物质交换方程式中得到如下的准则方程式

$$(Nu)_{dif} = f[(Pe)_{dif}, Re, (Fo)_{dif},$$

$$Eu, Fr, Ho] \quad (1-9)$$

式中 $(Pe)_{dif}$ ——扩散贝克列准则，

$(Pe)_{dif} = \frac{lW}{D}$ 表示对流扩散速度和分子扩散速度之比值

Re ——雷诺准则， $Re = \frac{Wl}{\nu}$ 表示惯性和粘滞力之比值

$(Fo)_{dif}$ ——扩散傅立叶准则，

$(Fo)_{dif} = \frac{\tau W}{l}$ 表示某瞬时与物质扩散的时间的比值

Eu ——欧拉准则， $Eu = \frac{\Delta P}{\rho W^2}$ 表示压降和速度头的比值，亦即压力和惯性力之比值

Fr ——佛鲁德准则， $Fr = \frac{gl}{W^2}$ 表示重力和惯性力的比值

Ho ——均时性准则， $Ho = \frac{W\tau}{l}$ 表示某瞬时 τ 与流体在系统中停留时间的比值

$(Nu)_{dif}$ ——扩散鲁塞尔特准则，

$(Nu)_{dif} = \frac{a_g \cdot l}{D}$ 表示借对流方式

将物质自介质扩散到壁面的速度与借分子扩散方式将同样的物质扩散到壁面的速度的比值。

假定：1. 流体为定型流动，则可忽略 Ho

2. 为定型物质交换，则可忽略 $(Fo)_{dif}$

3. 忽略重力的影响，则可不计 Fr 而欧拉准则可由雷诺准则来表示，扩散贝克列准则用扩散普朗特准则来表示。因而式(1-9)可改写为

$$(Nu)_{dif} = f[(Pr)_{dif}, Re] \quad (1-10)$$

或者写成指数函数的形式为

$$(Nu)_{dif} = A \cdot (Re)^m \cdot (Pr)_{dif}^n \quad (1-11)$$

式中 A 、 m 和 n 通过实验加以确定。

三、紊流扩散

在燃烧技术中, 由于流体的速度和燃烧设备的线性尺寸都较大, 使得流动工况往往不是层流而是紊流。由流体力学的试验得知, 在管内流动时当雷诺数 $Re \geq 2300$, 则流动由层流工况过渡到紊流工况。对于形状较复杂的燃烧设备来说, 在更低的雷诺数下就可能过渡到紊流工况了。此时流动的主要特征是气流分子微团作无规则的混乱运动, 而气流内各点的温度、速度、浓度、压力等参数都随时间而变化。混合过程此时已不是决定于分子的扩散而是决定于分子微团的扩散即紊流扩散。由于紊流扩散的机理及其微观运动的规律性尚不十分清楚, 因而在解决工程实际问题时, 往往将瞬时的真正速度用不变的平均速度 $\bar{W}$ 和随时间变化的脉动速度 W' 之和来表示之, 以便于测量和研究, 即

$$\begin{cases} \tilde{W}_x = \bar{W}_x + W'_x \\ \tilde{W}_y = \bar{W}_y + W'_y \\ \tilde{W}_z = \bar{W}_z + W'_z \end{cases} \quad (1-12)$$

如果对脉动速度在一定的时间内取平均值, 则可发现气流微团朝正和负的方向脉动的机会是均等的, 即脉动速度的时间平均值为零,

$$\bar{W}'_x = \bar{W}'_y = \bar{W}'_z = 0$$

因此在工程上为了衡量气流脉动程度的大小, 一般用脉动速度的平方平均开方值来表示, 因而今后对脉动速度应理解为

$$W'_x = \sqrt{\overline{W'^2_x}} \quad W'_y = \sqrt{\overline{W'^2_y}}$$

$$W'_z = \sqrt{\overline{W'^2_z}}$$

而 W'_x , W'_y , W'_z 分别是 x , y , z 坐标上的脉动分速。

把气流真正速度分为平均速度和脉动速度有如下的优点: (1) 瞬时的真正速度值是不稳定的, 它随时间而变化, 因而使理论研究很困难。这样代换后, 可以在大多数情况下假定流体的流动是准稳定的。(2) 试验研

究时测量瞬时的真正速度值比较困难, 而工程上往往只须知道平均速度就行了, 而无须知道其脉动速度, 这样问题就要简单得多。

表征紊流特性的参数比较多, 如方向相关系数、坐标相关系数, 时间相关系数及紊流标尺等, 但是通常应用较多的是如下的二个参数

(1) 紊流强度: 脉动速度的平方平均开方值与气流平均速度值之比称为紊流强度。通常用百分数表示之, 其数学表达式为

$$\begin{cases} \epsilon_x = \sqrt{\overline{W'^2_x}} / \bar{W} \\ \epsilon_y = \sqrt{\overline{W'^2_y}} / \bar{W} \\ \epsilon_z = \sqrt{\overline{W'^2_z}} / \bar{W} \end{cases} \quad (1-13)$$

紊流强度 ϵ 表示气流中紊流现象的强度, 此值愈大表明气流的脉动程度愈高。它是混合过程强度的一个重要指标。在雷诺数的实用范围内, 对于技术上采用的光滑管而言, ϵ 一般不超过 5~7%。但如采用人为的扰动器, 则 ϵ 可能会大好几倍

应该区分如下两种紊流强度: 即在气流的稳定速度下所固有的原始紊流强度 ϵ_0 和某些扰动器(如网子, 栏栅和燃烧稳定器等)使气流产生的局部紊流强度 ϵ_1 。原始紊流强度是整个气流的一个稳定而共同的特性, 而局部紊流强度只是某些局部地方的特性, 而且会很快的衰减。

由于测量上的复杂和困难, 通常只用 ϵ_x 作为紊流强度的标志。

(2) 扰动规模: 所谓扰动规模 l 是一个几何特性, 它在一定程度上与层流工况时分子自由行程的平均长度 $\bar{l}$ 相类似。根据勃朗特尔的说法, 扰动规模就是混合路径的长度, 即流体的分子微团在丧失其原有特性前, 与周围介质混合起来所能移动的长度。因而扰动规模亦称混合径 l 。

试验发现, 紊流过程和物质的分子移动过程不同, 在紊流过程中, 扰动规模 l 不是一个常数, 距离紊流中心远的, 扰动规模 l

随之增大。当流体沿着管子(沿 X 轴)流动时,扰动规模与距管壁的距离成正比,即 $l = \text{常数} \cdot y$, 此处 y 是距管壁的距离。

扰动规模和脉动速度的乘积称为紊流转移系数, 即 $A_t = W' l$ [米²秒]。它和分子扩散系数 D 相似, 表示紊流时的转移强度。

当紊流气流各层之间的气体成份、速度、温度不均匀时, 将发生扩散、内摩擦和热传导, 其强度可以用紊流扩散系数 D_t 、紊流粘滞系数 ν_t 和紊流导热系数 α_t 来表示, 并且

$$A_t = D_t = \nu_t = \alpha_t = W' l$$

当紊流现象激烈发展时, 即当雷诺数很大时, 就会出现自模区域。在自模区域中, 紊流已和雷诺数无关。这就是说, 在物理性质上惯性力已比粘性力强, 粘性力已不能阻止正在发展中的紊流。

如果将紊流扩散与层流时的分子扩散比较一下, 即可看出:

(1) 紊流扩散与层流时的分子扩散不

同, 它在气流内部结构上起了变化。这时的物质转移已经不是依靠分子的不规则运动, 而是依靠分子微团的不规则运动了。

(2) 由于分子微团的质量比分子大得多, 所以紊流扩散比分子扩散也强烈得多。实验指出紊流扩散系数 D_t 比分子扩散系数 D 大许多倍。

对于在气流中进行的燃烧过程来说, 紊流起着重大作用。它能够决定气体交换现象和混合现象的性质和速度。当燃烧过程是在扩散区域内进行时, 紊流也能够决定燃烧过程在该状况下的性质和速度。

四、研究紊流转移的半经验理论

试验证实, 紊流运动的微分方程式和连续方程式与粘性流体层流运动的纳维-斯道克斯方程式及连续方程式是一样的, 只不过式中所有的速度都用真正的瞬时速度代替, 即

运动微分方程式

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{d\bar{W}_x}{d\tau} &= \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zx}}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{W}_x \\ \rho \frac{d\bar{W}_y}{d\tau} &= \frac{\partial p_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial p_{zy}}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \nabla^2 \bar{W}_y \\ \rho \frac{d\bar{W}_z}{d\tau} &= \frac{\partial p_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial p_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yz}}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \nabla^2 \bar{W}_z \end{aligned} \right\} \quad (1-14)$$

连续方程式为

$$\frac{\partial \bar{W}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{W}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{W}_z}{\partial z} = 0 \quad (1-15)$$

上述方程式中的瞬时速度及压力值经常

变化, 而且也较难测量。因此1895年雷诺首先提出把真正的瞬时速度分解成平均速度及脉动速度, 并代入(1-14)和(1-15)经过转换得出著名的描述紊流运动的雷诺方程

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{d\bar{W}_x}{d\tau} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{W}_x + \frac{\partial}{\partial x} (-\rho \overline{W'_x W'_x}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\rho \overline{W'_x W'_y}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{W'_x W'_z}) \\ \rho \frac{d\bar{W}_y}{d\tau} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \nabla^2 \bar{W}_y + \frac{\partial}{\partial x} (-\rho \overline{W'_x W'_y}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\rho \overline{W'_y W'_y}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{W'_y W'_z}) \\ \rho \frac{d\bar{W}_z}{d\tau} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \nabla^2 \bar{W}_z + \frac{\partial}{\partial x} (-\rho \overline{W'_x W'_z}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\rho \overline{W'_y W'_z}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{W'_z W'_z}) \end{aligned} \right\} \quad (1-16)$$

$$\frac{\partial \bar{W}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{W}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{W}_z}{\partial z} = 0 \quad (1-17)$$

(1-16)和(1-17)式中共有十个未知数, 即 $\bar{W}_x$ 、 $\bar{W}_y$ 、 $\bar{W}_z$ 、 $\bar{p}$ 、 $\overline{W_x'^2}$ 、 $\overline{W_y'^2}$ 、 $\overline{W_z'^2}$ 、 $\overline{W_x'W_y'}$ 、 $\overline{W_y'W_z'}$ 和 $\overline{W_x'W_z'}$, 但只有四个方程式, 因此方程式是不封闭的。如果不找出脉动速度和平均速度之间的联系, 那末很明显, 雷诺方程就很难应用来解决实际问题。但是目前要得出脉动速度和平均速度的精确关系还不可能, 因而出现了一些半经验性的紊流转移理论来解决这个问题。

目前在解决各种工程问题, 特别是射流问题(如平面射流和圆形射流)上经常应用三种半经验性的理论^[3], 它们是:

(1) Prandtl 动量交换理论: Prandtl 假定, 当一层流体与另一层流体发生交换时, 分子微团的动量在一定长度 l 的范围内保持不变。他认为脉动速度 W'_x 和 y_1+l , y_1 两层间的速度梯度成正比, 即

$$W'_x \approx \mp W'_y \sim l \frac{d \bar{W}_x}{dy} \quad (1-18)$$

这样就建立了脉动速度与平均速度之间的联系, 只要预先知道 l 的变化规律, 就可以解出雷诺方程。

Tollmien和Görtler等人都应用 Prandtl 的动量交换理论来研究过平面射流。

根据勃朗特尔的动量交换理论, 可以得出温度场、浓度场与速度场相似的结论。

(2) Taylor的旋度交换理论: 与 Prandtl不同, Taylor假定, 当一层流体与另一层流体发生交换时, 微团的旋度在一定长度 l 范围内保持不变。

由Taylor的旋度交换理论得出, 温度分布和浓度分布是与速度分布的平方根成正比。

(3) Reichardt 的分子相似理论: Reichardt由于假定在紊流运动和层流运动中, 大量流体的扩散过程是完全相似的, 这就避免了Prandtl和Taylor理论的某些数学上和物理上的困难。他假定在上述两种情况下总

动量的交换受着同样定律的控制, 也即动量分布必须满足于高斯误差函数。

$$\frac{\bar{W}^2}{\bar{W}_m^2} = e^{-\text{常数} \cdot \eta^2} \quad (1-19)$$

式中 $\eta = x/y$

按照Reichardt的分子相似理论, 浓度场温度场和速度场也是相似的。

§1-3 直流射流及其组合的空气动力学

直流射流的应用是十分广泛的。在燃烧方面, 它不但是各种直流燃烧器的基本组成单元, 而且还经常用来作为加强质交换和热交换的重要手段。五十年代和六十年代期间, 英、美、苏联以及设在依几缪顿的国际火焰研究中心都加强了对各种直流射流的空气动力学的研究。我国六十年代初期也曾在这方面作过一些工作。目前看来, 在圆形射流和平面射流方面, 其平均参数分布的规律性已比较清楚, 而对其紊流的转移机理也作过某些试验。但是对复杂的组合直流射流的空气动力学还研究得不够。

通常, 燃烧过程中应用的射流都是紊流的, 也就是说在这种射流中有分子微团的不规则运动。其主要特征是, 除了射流流体作整体运动外。还有分子微团的纵向脉动和横向脉动, 特别是横向脉动对射流中的转移现象起着主要的作用。

下面将分别研究各种直流射流的空气动力学。除特别指出者外, 这些射流都是流入具有静止介质的无限空间的, 其静止介质的物理属性和温度都与射流的相同。

一、圆形和平面射流

圆形和平面射流是最基本最简单的直流射流。它们之间尽管在某些特性上有量的差异, 但在总体特性上却是很类似的。因而我们将它们放在一起一并加以分析。

1. 射流的一般特性

如果气流自喷嘴以初速 W_0 流出,其方向与 x 轴的方向相同,并假定初速 W_0 在喷嘴出口处是均匀分布的。在射流进入空间后,由于分子微团的不规则运动,特别是微团的横向脉动,引起了射流和周围介质的物质交换和动量交换,因而使周围介质也跟着射流流动。结果是使得射流的流量增加,射流的宽度加大,而射流的速度却逐渐降低,一直影响到射流的中心轴线上。其速度分布如图1-1所示。

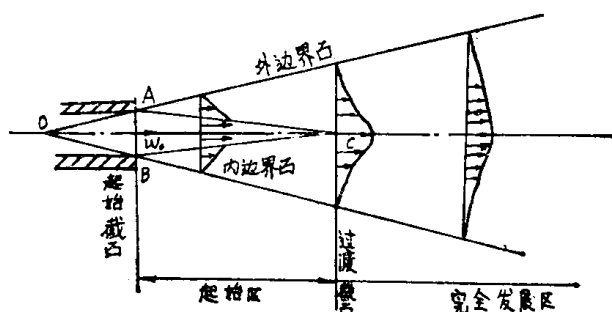


图1-1 射流出口附近的速度分布图

根据图1-1的速度分布,可以将射流分为若干有特征的区域。速度为 w_0 的ABC区域称为势能核心区。核心区的边界称为内边界,而射流和静止介质的交界面称为外边界。外边界和内边界所包围的部分称为混合区。这里是射流和周围介质发生激烈混合的地区。内边界面上的速度等于初速 W_0 ,而外边界面上的速度为零。

图1-2表示在圆形射流完全发展区中,各

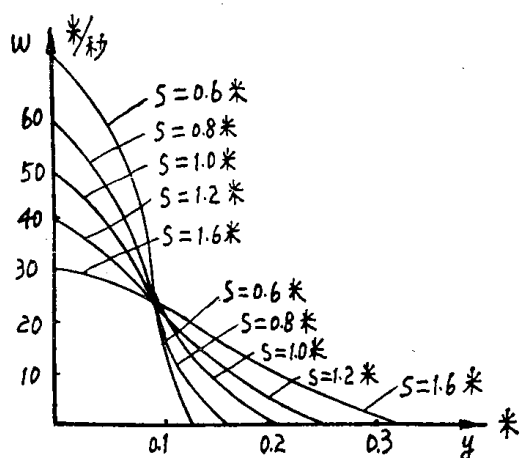


图1-2 圆截面射流完全发展区中,不同截面上的速度分布曲线

个不同截面上的速度分布曲线。它表明在完全发展区中射流各截面的速度分布图是逐渐变形的。距离喷嘴出口愈远,则射流速度愈低,而射流宽度愈大,速度分布曲线愈平坦。

如果将上述速度分布曲线整理成无因次坐标,则可发现所有各截面上的速度分布是相似的,如图1-3所示。也就是说,在完全发展区中,射流任何二个截面上的相应点〔即 $(\frac{y}{y_{0.5w_m}})_1 = (\frac{y}{y_{0.5w_m}})_2$ 〕上,其速度的无因次值 $\frac{W_x}{W_m}$ 是相等的,也即是 $(\frac{W_x}{W_m})_1 = (\frac{W_x}{W_m})_2$ 。

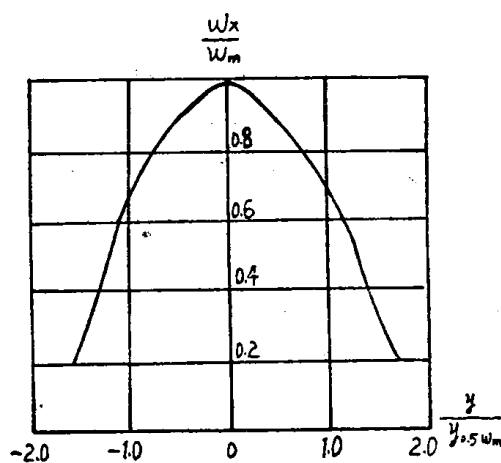


图1-3 无因次坐标上射流的速度分布图

由图1-3可以得出如下的函数式

$$\frac{W_x}{W_m} = f\left(\frac{y}{y_{0.5w_m}}\right) \quad (1-20)$$

式中 W_x ——截面上任一点的轴向速度

W_m ——射流轴线上的速度

$y_{0.5w_m}$ ——速度为轴线上速度一半时的那一点离开轴线的距离

如果用气流宽度的一半 b 作为定性长度,这时速度分布曲线的关系具有以下的形式

$$\frac{W_x}{W_m} = f\left(\frac{y}{b}\right) \quad (1-21)$$

下面我们来研究一下自由射流内紊流参数的变化规律,因为它们在很大程度上决定

了紊流射流的形状及热质交换过程。

图1-4示出了自由射流起始区域内各截面上紊流参数的测量结果。图中上半边为横

向及纵向紊流强度 e_x 和 e_y 的分布规律,下半边为脉动速度 W'_x 及平均速度 W_x 的分布规律。

比较图1-4,可以看出

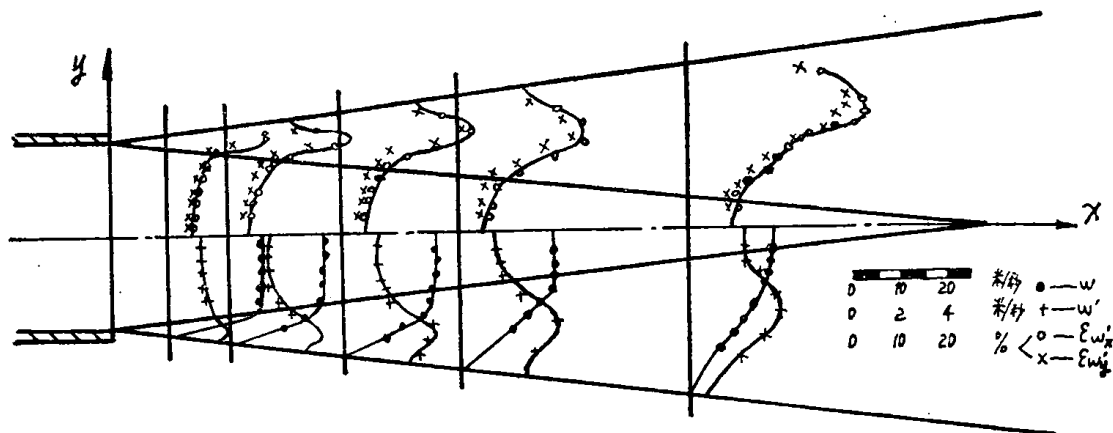


图1-4 自由射流起始区内各截面紊流参数的分布规律

第一,在射流的核心区内,不论横向分布和纵向分布的紊流参数皆不为常数,而是由核心中间($y=0$)向内边界层逐渐增加,并且随着射流向前发展,其紊流强度的水平不断升高。当然所有这些变化都不很大。因此认为存在紊流参数不变的核心区,只能作为一个近似的考虑。

第二,在混合区内,与平均速度不断降低相反,脉动速度是急剧升高。其最大值大约位于与出口喷嘴直径相等的环形截面上。射流向前发展,但脉动速度最大值的位置却基本上不变。在射流外边界处脉动速度逐渐接近零值。试验证明,在混合区内,混合十分强烈,其紊流强度最大值比核心区约高三倍。

第三,各个方向的脉动速度与平均速度也显著不同。对平均速度而言,是 W_x 大大地大于 W_y 和 W_z 。而脉动速度的分布却是 $W'_x \approx W'_y \approx W'_z$ 。虽然 W'_x 最大,但三个方向的脉动速度值基本上处于同一数量级。

2. 射流的动量交换

运动和物质是不能分离的。恩格斯说,“没有运动的物质和没有物质的运动是同样不可想象的”。因此我们在说明物体的运动状态时,必须注意到物体的质量和它的运动

速度两个方面。而动量 mw 就包含了这两个参数。

射流中许多重要参数的分布规律和变化特性都与射流中的动量交换有关。下面我们就根据射流中的动量交换来得出射流中重要参数变化的函数关系。

由实验可知,射流中的压力变化是不大的。可以认为在射流中的压力等于周围空间介质的压力。因而,在射流的任一横截面上,每秒钟气流质量的总动量是保持不变的。其数学表示式为

$$J = \int_0^m W_x dm = \text{常数} \quad (1-22)$$

式中 J ——每秒气流质量的总动量

W_x ——射流在任一截面上某点处的轴向流速

d_m ——单位时间内流过该横截面上的微元横截面的射流质量

m ——在单位时间内流过该横截面的总质量

$$\text{由于} \quad d_m = \rho W_x df \quad (1-23)$$

式中 ρ ——气流密度

df ——微元横截面的面积

将式(1-23)代入式(1-22),得

$$J = \int_0^R \rho W_x^2 df = \text{常数} \quad (1-24)$$

圆形射流和平面射流虽然其总体特性是类似的,但在许多参数变化的具体函数关系上却是不同的,下面我们分别讨论圆形射流和平面射流中这些参数的变化规律。

a 圆形射流

对圆形射流而言,射流的横截面亦是圆形。

如果以射流极点为原点, x 轴的方向与射流方向平行,距离射流极点为 x 处的紊流边界层宽度的一半为 R (在平面射流中用 b 表示),则在该截面上的微元横截面积 df 为

$$df = 2\pi y dy \quad (1-25)$$

如图 1-5 所示

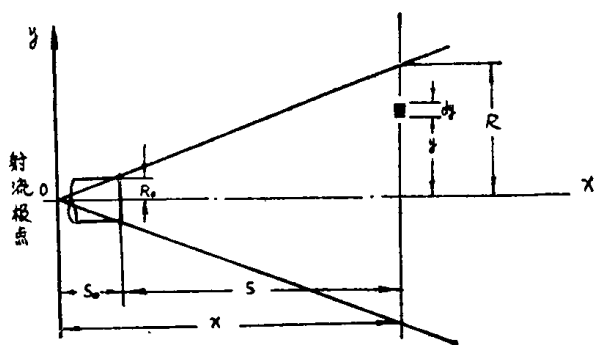


图1-5 圆形射流简图

将式(1-25)代入式(1-24)中,得

$$J = \int_0^R \rho W_x^2 2\pi y dy = 2\pi \int_0^R \rho W_x^2 y dy = \text{常数} \quad (1-26)$$

在圆形喷嘴出口处的初动量为

$$J = \pi \rho W_0 \cdot R_0^2 \quad (1-27)$$

式中 R_0 ——喷嘴出口处的半径

w_0 ——喷嘴出口处的初速

由于动量守恒,则式(1-26)与式(1-27)相等

$$J = 2\pi \int_0^R \rho W_x^2 y dy = \pi \rho W_0^2 R_0^2 \quad (1-28)$$

假定气体为不可压缩,其密度保持不变,则式(1-28)可改写为

$$2 \int_0^R \left(\frac{W_x}{W_0} \right)^2 \cdot \frac{y}{R_0} \cdot \frac{dy}{R_0} = 1 \quad (1-29)$$

$$\text{令 } \frac{y}{R_0} = \frac{y}{R} \cdot \frac{R}{R_0} = \eta \cdot \frac{R}{R_0} \quad (1-30)$$

$$\text{式中 } \eta = \frac{y}{R}$$

$$\text{又令 } \frac{W_x}{W_0} = \frac{W_x}{W_m} \cdot \frac{W_m}{W_0} \quad (1-31)$$

将式(1-30)和(1-31)代入式(1-29)得

$$2 \int_0^1 \left(\frac{W_x}{W_m} \cdot \frac{W_m}{W_0} \right)^2 \cdot \eta \cdot \frac{R}{R_0} \cdot \frac{R}{R_0} d\eta = 1 \quad (1-32)$$

式(1-32)中的 $\frac{R}{R_0}$ 及 $\frac{W_m}{W_0}$ 的比值只决定

于该截面到极点的距离,而与该射流截面上的位置无关,所以可将此二比值拿出式(1-32)的积分号外,这样式(1-32)可改写为

$$\left(\frac{W_m}{W_0} \right)^2 \cdot \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 \cdot 2 \int_0^1 \left(\frac{W_x}{W_m} \right)^2 \eta d\eta = 1 \quad (1-33)$$

前面已经提到, $\frac{W_x}{W_m}$ 与 $\frac{y}{b}$ 之间有一定的函数关系,如式(1-21)所示,即

$$\frac{W_x}{W_m} = f\left(\frac{y}{b}\right) = f\left(\frac{y}{R}\right) = f(\eta)$$

因此,式(1-33)中的定积分 $\int_0^1 \left(\frac{W_x}{W_m} \right)^2 \eta d\eta$ 可根据式(1-21)的函数关系来积分。对于圆形射流而言,文献[6]指出,定积分

$$\int_0^1 \left(\frac{W_x}{W_m} \right)^2 \eta \cdot d\eta = 0.0464 \quad (1-34)$$

将式(1-34)代入式(1-33),得

$$\left(\frac{W_m}{W_0} \right)^2 \cdot \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 \cdot 2 \cdot 0.0464 = 1$$

从而可得

$$\frac{R}{R_0} = 3.3 \frac{W_0}{W_m} \quad (1-35)$$

如果喷嘴的半径 R_0 和射流的初速 W_0 已知时,则式(1-35)就示出了圆形射流某一横截面上的边界层宽度与该截面轴线上的最大速度 w_m 之间的关系。

在过渡截面上,由于轴线上的射流速度 W_m 就等于射流出口处的初速 W_0 ,因而由式(1-35)可得如下的关系

$$\left(\frac{R}{R_0}\right)_{\text{过渡}} = 3.3 \quad (1-36)$$

可见, 在过渡截面上的无因次半径 $\frac{R}{R_0}$ 永为常数, 而与射流的速度无关。

流过任一横截面的气体量 m 为

$$m = \int_0^R W_x \cdot 2\pi y \cdot dy \quad (1-37)$$

同样利用式(1-30)和(1-31)代入(1-37), 经过类似的变换可得,

$$m = R^2 \cdot 2\pi \cdot W_m \int_0^1 \left(\frac{W_x}{W_m}\right) \cdot \left(\frac{y}{R}\right) \cdot$$

$$\frac{dy}{R} = 2\pi W_m R^2 \int_0^1 \frac{W_x}{W_m} \cdot \eta \cdot d\eta$$

$$= 2\pi R_0^2 W_0 \left(\frac{W_m}{W_0}\right) \left(\frac{R}{R_0}\right)^2 \cdot$$

$$\int_0^1 \frac{W_x}{W_m} \eta \cdot d\eta \quad (1-38)$$

$$\text{由于 } m_0 = \pi R_0^2 W_0 \quad (1-39)$$

而且由式(1-35)可知

$$\left(\frac{R}{R_0}\right)^2 = \left[3.3 \left(\frac{W_0}{W_m}\right)\right]^2 = 10.8 \left(\frac{W_0}{W_m}\right)^2$$

另外根据文献[6]可知, 定积分

$$\int_0^1 \left(\frac{W_x}{W_m}\right) \eta \cdot d\eta = 0.0985$$

将以上式子代入式(1-38), 则得

$$\frac{m}{m_0} = 2.13 \frac{W_0}{W_m} \quad (1-40)$$

在过渡截面上, $W_0 = W_m$, 代入则得

$$\left(\frac{m}{m_0}\right)_{\text{过渡}} = 2.13 \quad (1-41)$$

上式说明气体流过过渡截面的流量为初流量的2.13倍, 也即到过渡截面为止, 射流已卷吸了1.13倍 m_0 的气体量。

射流任一横截面的截面平均速度 W_f 为

$$W_f = m/f \quad (1-42)$$

在喷嘴出口处的平均速度 W_0 为

$$W_0 = m_0/f_0 \quad (1-43)$$

因此射流任一横截面上的截面平均速度与喷嘴出口处的平均速度之比为

$$\frac{W_f}{W_0} = \frac{m}{m_0} \cdot \frac{f_0}{f} \quad (1-44)$$

如果以 $f_0 = \pi R_0^2$ 和 $f = \pi R^2$ 代入式(1-44), 则

$$\frac{W_f}{W_0} = \frac{m}{m_0} \cdot \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \quad (1-45)$$

再将式(1-40)和(1-35)代入式(1-45), 则得

$$W_f = 0.2 W_m \quad (1-46)$$

上式说明在射流完全发展区中, 任一横截面上的截面平均速度等于该截面轴线上最大速度的20%

以上讨论的射流中的一些重要参数的变化都和该截面上的轴线速度 W_m 有关, 而射流的轴线速度 W_m 在完全发展区中是沿着 x 轴的方向改变的。因此为了能计算出射流任一截面的边界层宽度、流量以及平均速度, 还应讨论射流轴线速度 W_m 随距离 x 的变化关系。

由动量守恒关系得到的式(1-29)为

$$2 \int_0^R \left(\frac{W_x}{W_0}\right)^2 \cdot \frac{y}{R_0} \cdot d\frac{y}{R_0} = 1$$

由此公式出发, 变换其定积分中的变数,

得

$$\left(\frac{W_m}{W_0}\right)^2 \left(\frac{ax}{R_0}\right)^2 \int_0^{\frac{R}{ax}} \left(\frac{W_x}{W_m}\right)^2 \frac{y}{ax} \cdot$$

$$d\frac{y}{ax} = 0.5 \quad (1-47)$$

令 $\varphi = \frac{y}{ax}$ 及 $\varphi_R = \frac{R}{ax}$, 式中 a 为试验常数并代入上式, 则

$$\left(\frac{W_m}{W_0}\right)^2 \left(\frac{ax}{R_0}\right)^2 \int_0^{\varphi_R} \left(\frac{W_x}{W_m}\right)^2 \varphi d\varphi = 0.5$$

再将上式改写为

$$\frac{W_m}{W_0} = \frac{0.707}{\frac{ax}{R_0} \sqrt{\int_0^{\varphi_R} \left(\frac{W_x}{W_m}\right)^2 \varphi d\varphi}} \quad (1-48)$$

由文献[6]指出, 式中的定积分为

$$\int_0^{\varphi_R} \left(\frac{W_x}{W_m}\right)^2 \varphi d\varphi = 0.536 \quad (1-49)$$

将(1-49)代入(1-48), 经过整理得

$$\frac{W_m}{W_0} = \frac{0.96}{\frac{ax}{R_0}} \quad (1-50)$$

由上式可知, 圆形射流任一截面上的轴线速度 W_m 与该截面至极点的距离 x 成反比例。所以在喷嘴尺寸和初速一定的情况下, 其轴线速度为

$$W_m = \frac{\text{常数}}{X} \quad (1-51)$$

在过渡截面上的轴线速度即为射流的初速, 此时 $W_m = W_0$, 将其代入式(1-50), 即可求出过渡截面至射流极点的距离 X_n , 即

$$\frac{aX_n}{R_0} = 0.96, \text{ 或 } X_n = \frac{0.96R_0}{a} \quad (1-52)$$

射流极点至喷嘴出口的距离 S_0 可由图1-5中的几何关系来求得, 即

$$\frac{R}{ax} = \frac{R_0}{as_0} \quad (1-53)$$

由射流理论可知, $\frac{R}{ax} = \varphi_B = 3.4$, 代入即得 $\frac{as_0}{R_0} = 0.29$ (1-54)

对射流的任一横截面来说都有下列关系 $X = S + S_0$, 也即

$$\frac{ax}{R_0} = \frac{as}{R_0} + \frac{as_0}{R_0} = \frac{as}{R_0} + 0.29 \quad (1-55)$$

将式(1-55)代入式(1-50)中, 则得

$$\frac{W_m}{W_0} = \frac{0.96}{\frac{as}{R_0} + 0.29} \quad (1-56)$$

上式中的实验常数 a 的平均值等于 $0.07 \sim 0.08$

必须指出, 以上所讨论的关系式仅适用于圆形射流的完全发展区。

b平面射流

同样以射流的极点为原点, x 轴方向与射流方向平行, 离射流极点为 x 处的紊流边界层的宽度的一半为 b , 如图1-6所示。假如取射流的厚度为 1, 则该截面上的微元横截面积 df 为

$$df = dy \cdot 1 \quad (1-57)$$

将上式代入式(1-24)中, 得

$$J = \int_0^b \rho W_x^2 dy \quad (1-58)$$

在平面喷嘴出口处的初动量为

$$J = 2\rho W_0^2 b_0 \quad (1-59)$$

式中 b_0 ——平面喷嘴高度的一半

W_0 ——平面喷嘴出口处射流的初速

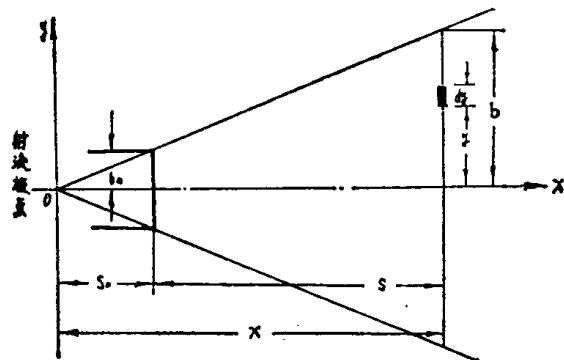


图1-6 平面射流简图

由于动量守恒, 式(1-58)等于式(1-59), 即

$$J = \int_0^b \rho W_x^2 dy = \rho W_0^2 b_0 = \text{常数} \quad (1-60)$$

同样假定气体为不可压缩, 其密度保持不变, 并采用如同圆形射流的计算方法, 求得射流轴线速度 W_m 的变化规律为

$$\frac{W_m}{W_0} = \frac{1.2}{\sqrt{\frac{ax}{b_0}}} \quad (1-61)$$

由上式可知, 平面射流任一截面上的轴线速度 W_m 与该截面至极点的距离 x 的平方根成反比。因而对于一定尺寸和初速的平面射流来说, 有下列关系

$$W_m = \frac{\text{常数}}{\sqrt{X}} \quad (1-62)$$

由文献〔6〕可知, 除了具体数据不同以外, 完全用相同的方法可得到平面射流如下特性的变化规律:

$$\text{(甲)} \quad \frac{b}{b_0} = 3.46 \left(\frac{W_0}{W_m} \right)^2 \quad (1-63)$$

在过渡截面上, 有如下的关系

$$\left(\frac{b}{b_0} \right)_{\text{过渡}} = 3.46 \quad (1-64)$$

$$\text{乙} \quad \frac{m}{m_0} = 1.42 \frac{W_0}{W_m} \quad (1-65)$$

在过渡截面上则变为

$$\left(\frac{m}{m_0} \right)_{\text{过渡}} = 1.42 \quad (1-66)$$

$$\text{(丙)} \quad W_f = 0.41 W_m \quad (1-67)$$

$$\text{(丁)} \quad \frac{W_m}{W_0} = \frac{1.2}{\sqrt{\frac{as}{b_0} + 0.41}} \quad (1-68)$$

上式中的 a 等于 $0.1 \sim 0.11$

以上讨论的关系式同样只适于平行射流的完全发展区。

通过以上的分析讨论可以看出,圆形射流和平面射流的一些重要参数变化的具体函数式是不同的。如果将这两种射流作一比较,可以得出如下结论:

第一,当射流初速 W_0 和喷嘴当量尺寸相同时,平面射流比圆形射流具有较大的射程。这是由于平面射流的轴线速度 W_m 是与距离 x 的平方根成反比例,而在圆形射流中其轴线速度 W_m 与 x 成反比的缘故。

第二,当射流初速 W_0 及喷嘴的当量尺寸相同时,圆形射流比平面射流有较大的卷吸能力。所谓射流的卷吸能力就是射流卷吸周围介质而使本身流量增加的能力。从式(1-40)和(1-65)的比较可知,圆形射流流量的增加是与距离 x 成正比的,而平面射流流量的增加却与 x 的平方根成正比,而且圆形射流流量变化的公式中的比例系数也要大些。

第三,当喷嘴的当量尺寸相同时,圆形射流比平面射流有稍大的扩散角

3. 射流的热交换

在燃烧技术中,常常会遇到射流的温度和周围介质温度不同的情况。这种射流称为不等温射流。

和速度场的变化一样,不等温射流中温度的变化也是由于转移现象引起的。如果射流温度低于周围介质的温度,则射流逐渐被加热。反之,假如射流温度高于周围介质温

度时,则射流就逐渐被冷却。

为了研究射流和周围介质间进行的热交换,就应了解射流在其流动方向上的温度变化和温度分布情况。为了研究的方便,现引入下列各种温度差:

射流中某点的温度与周围介质温度之差 ΔT

$$\Delta T = T - T_H \quad (1-69)$$

式中 T ——射流中某点的温度

T_H ——周围介质的温度

射流轴线上的温度与周围介质温度之差 ΔT_m

$$\Delta T_m = T_m - T_H \quad (1-70)$$

式中 T_m ——射流轴线上的温度

射流在喷嘴出口处的温度与周围介质温度之差 ΔT_0

$$\Delta T_0 = T_0 - T_H \quad (1-71)$$

式中 T_0 ——射流在喷嘴出口处的温度

实验指出,在不等温射流中,其温度差的分布情况是和射流中的速度分布情况相似的^[4]。如图1-7所示,它是射流被冷却时的情况。

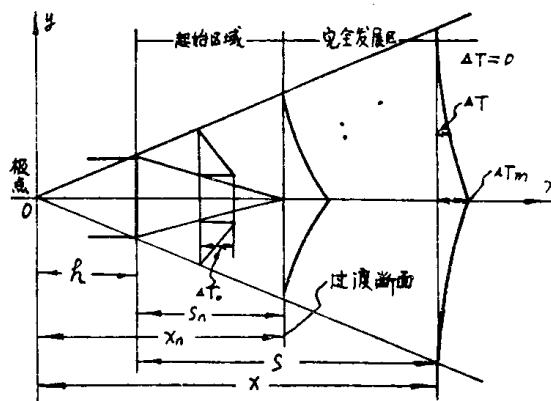


图1-7 不等温射流中的温度分布

从上图可知,与速度分布图相似,在射流中仍然存在着一个温度不变的核心区。在核心区中温度都等于出口温度,温差最大。由于不断地进行热交换,在过渡截面后核心区就消失了。在紊流边界层(即混合区)中温差逐渐减小,在射流外边界面上的温差为零。在完全发展区中射流轴线上的温度也是

变化的, 离喷嘴出口愈远, 温差愈小。

由实验数据可知, 在射流的完全发展区中的任一截面上, 射流的温度差分布是无因次坐标 $\frac{y}{b}$ (或 $\frac{y}{R}$) 的函数, 即

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_m} = f\left(\frac{y}{b}\right) = f\left(\frac{y}{R}\right) = f(\eta) \quad (1-72)$$

这就表明在完全发展区中各截面上的温度差分布曲线是相似的。而且实验结果还表明, 在射流完全发展区中的同一截面上, 无因次速度分布和无因次温度差的分布并不是一致的, 如图1-8所示。

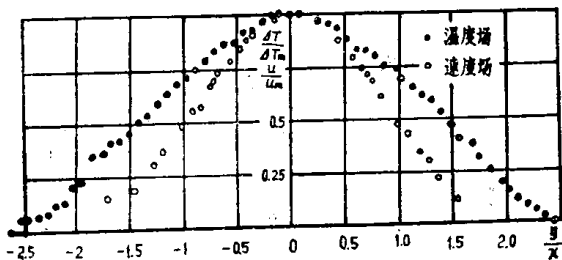


图1-8 射流完全发展区中同一截面上的速度分布和温度分布

由Taylor的动量交换理论得出, 无因次温度与无因次速度之间有如下的关系

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_m} = \sqrt{\frac{W_x}{W_m}} \quad (1-72)$$

由实验得知

$$\frac{W_x}{W_m} = (1 - \eta^{3/2})^2 \quad (1-73)$$

$$\text{因而} \quad \frac{\Delta T}{\Delta T_m} = 1 - \eta^{3/2} \quad (1-74)$$

式中 η ——对圆形射流 $\eta = \frac{y}{R}$; 对平面射流

$$\eta = y/b$$

经过与前述动量交换的类似方法的推导, 可以得出如下的关系:

圆形射流轴线上的无因次温度差为

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = \frac{0.7}{\frac{as}{R_0} + 0.29} \quad (1-75)$$

也可以简写为

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = \frac{\text{常数}}{X}$$

平面射流轴线上的无因次温度差为

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = \frac{1.04}{\sqrt{\frac{as}{b_0} + 0.41}} \quad (1-76)$$

上式也可简写成

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = \frac{\text{常数}}{\sqrt{X}}$$

如果将上述两种射流比较一下则可发现, 在其初始温度差 ΔT_0 和喷嘴当量尺寸相同的条件下, 圆形射流要比平面射流具有更快的温度差降落。因此在实际运用中, 如果希望射流更快地被冷却(或加热), 则宜采用圆形射流。

4. 射流中的物质交换

在锅炉燃烧实践中, 射流所含有的混合物成份或浓度常与周围介质所含有的成份或浓度不同。因此射流在周围空间扩展时, 必然会发生物质的转移即扩散。例如可燃混合物气流向炉内喷射, 或带有煤粉的一次风射流由燃烧器喷向炉膛时, 都会引起射流与周围介质间的物质交换。

根据紊流转移各现象之间的类似性, 可以预料射流中混合物的扩散过程与热交换过程是很相似的。为了便于讨论射流中的物质交换, 现引入下列浓度差的概念:

射流中某截面上的某一测点的混合物浓度和周围介质的同种成份的浓度差 ΔC

$$\Delta C = C - C_H \quad (1-77)$$

式中 C ——射流某截面上测点的混合物浓度 公斤/米³

C_H ——周围介质中同种成份的浓度 公斤/米³

射流某截面的轴线上的混合物浓度与周围介质中同种成份浓度之差 ΔC_m

$$\Delta C_m = C_m - C_H \quad (1-78)$$

式中 C_m ——射流某截面轴线上的混合物浓度 公斤/米³

射流在喷嘴出口处的混合物浓度和周围介质中同种成份浓度之差 ΔC_0

$$\Delta C_0 = C_0 - C_H \quad (1-79)$$

式中 C_0 ——射流在喷嘴出口处的混合物浓度 公斤/米³

实验结果指出:

第一、在射流完全发展区中不同截面上的无因次混合物浓度比值的分布情况是相似的。换言之,在射流各截面上的相应点具有相同的无因次混合物浓度的比值。

第二、在无因次坐标中,无因次混合物浓度差的比值和无因次温度差的比值是完全相同的。因而有下列关系

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_m} = \frac{\Delta C}{\Delta C_m} \quad (1-80)$$

对于圆形射流而言

$$\frac{\Delta C_m}{\Delta C_0} = \frac{0.7}{\frac{as}{R_0} + 0.29} \quad (1-81)$$

也可以写成 $\frac{\Delta C_m}{\Delta C_0} = \frac{\text{常数}}{X}$

对平面射流而言

$$\frac{\Delta C_m}{\Delta C_0} = \frac{1.04}{\sqrt{\frac{as}{b_0} + 0.41}} \quad (1-82)$$

也可以写成

$$\frac{\Delta C_m}{\Delta C_0} = \frac{\text{常数}}{\sqrt{X}}$$

如果比较一下上述二种射流的物质交换则可看出,在二种射流的初始混合物浓度差 ΔC_0 及喷嘴的当量尺寸相同的条件下,圆形射流要比平面射流具有较快的浓度差降落,也即圆形射流的物质交换要更强烈些。

二、环形和共轴射流

在燃烧实践中也常应用环形和共轴射流。这类射流与圆形射流有许多类似之处,但是也有不少与圆形射流不同之处。

实验表明,环形和共轴射流的流动图形大致可以分为两个具有不同特点的区域:即完全发展区和喷嘴附近区。这两个区的流动特性和影响因素都是不同的。

1. 完全发展区的流动特性

在 8~10 个喷嘴直径下游的完全发展区

中,环形和共轴射流的流动特性与圆形射流的流动特性相似^[1]。唯一不同的是射流原点有所移动,也即是在速度、浓度和卷吸方程式中要考虑原点的位移。

为了分析双共轴射流的流动特性,可以将双共轴射流看成是一个单一的射流,其当量直径可以由下式确定

$$d_e = \frac{2(m_1 + m_2)}{\pi \rho (J_1 + J_2)^{1/2}} \quad (1-83)$$

式中 m_1 和 m_2 ——中心射流和环形射流的质量流量

J_1 和 J_2 ——中心射流和环形射流的动量

2. 喷嘴附近区的流动特性

在接近喷嘴出口的地区,环形射流的中心具有一个反向的回流区。而对共轴射流而言,在中心射流和环形射流的交界面的尾迹中也存在着这样一个回流区。这个回流区的尺寸和回流速度对着火的稳定性以及中心射流和环形射流间的混合速度都有较大的影响。因而人们对喷嘴附近区的流动特性及其影响因素很感兴趣。

实验表明,环形和共轴射流在喷嘴附近区的流动结构要稍稍复杂些。它除了有外部回流区外,还有中心回流区,而中心回流区的大小受喷嘴结构的影响较大。共轴射流在完全发展区以前其中心射流和环形射流并未完全会合,它们彼此还产生影响。换句话说,在喷嘴附近区中,环形射流除了与周围介质发生交换外,还与中心射流发生交换。研究指出,对共轴射流发生影响的主要因素有二个,即喷嘴的结构和射流间的速度比。下面分别讨论这二个因素的影响

喷嘴结构的影响

G. J. Wingfield 对一个双共轴射流进行研究后指出,喷嘴的结构特别是 D_2/D_1 对中心回流区的大小和两个射流间的混合都有较明显的影响(这里, D_2 和 D_1 分别为环形射流的内径和中心射流的内径)。实验表明,存