

离轴受限圆射流的三维湍流流场分析

朱美英 詹焕青 陈丽芳 吴永康

(中国科学院力学研究所)

提要 利用原始变量,交叉网格的方法,以及采用 $k-\epsilon$ 湍流模型,计算了离轴受限射流三维湍流流场. 计算结果与用 LDV 测量结果作了比较,结果是满意的. 计算结果提供了这样一个复杂的三维流场的清晰图象,为研究具有离轴射流的预燃室的稳燃机理提供了很多有用的信息. 对计算结果作了详细的分析和讨论后,指出这样一个流场的重要三维特征是在 θ 方向流线有大角度的扭曲.

关键词 计算流体力学, 湍流, 受限射流, 燃烧空气动力学

一、引言

在燃烧稳定技术研究中,已发展了用空气动力学的方法,通过对各种受限射流的合理组织和几何配置来达到燃烧稳定的各种新型预燃室. 例如用一股或几股高速同向小射流配置在主射流的一侧的大速差技术^[1],又如离轴受限射流技术^[2],对劣质煤的燃烧都能有良好的稳燃效果. 因此,如何从理论上对这样的预燃室的稳燃机理进行解释,进而为研制新型预燃室组织更好的流场提供依据,是燃烧研究中的一个重要课题.

燃烧流场的完全计算不仅是个复杂的流体力学问题(三维、湍流),并且还涉及化学动力学和两相流. 但是冷流场的计算是最基本的,由它得到的流动图象可以定性地反映预燃室内的实际流动,从而为理论上解释燃烧的机理及用流体力学方法组织预燃室流场提供重要依据.

对于一个非轴对称配置的射流流场的计算,由于它的几何边界同坐标线不重合,更增添了计算的复杂性. 现采用原始变量,交叉网格的方法,编写了适用于锥、柱或锥柱组合体,几何上可以是非对称布置的三维受限湍流射流的计算程序. 用这个程序计算了偏置受限射流,以及在偏置的主射流同侧另有一股小射流的流场. 计算结果同实验作了比较,结果是满意的. 这说明用本程序计算三维内流基本上能反映它的冷态流场. 最后对计算结果作了详细分析,为这样一个复杂的三维流场提供了一个清晰的流动图象,对进一步分析比较各种射流组合的预燃室流场打下了基础. 关于这样一个三维流场对稳燃可能产生的影响也提出了一些看法.

二、基本方程和计算方法

采用 $k-\epsilon$ 模型的定常不可压缩湍流流动基本方程为

本文于1988年4月7日收到,1988年10月20日收到修改稿.

$$\begin{aligned}
 \text{连续方程} \quad & \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \\
 \text{动量方程} \quad & \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu_{\text{eff}} \nabla \mathbf{V}) + \nabla \mathbf{V} \cdot \nabla \mu_{\text{eff}} \\
 \text{湍流动能方程} \quad & \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} k) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} \nabla k \right) + G_k - c_3 \rho \varepsilon \\
 \text{湍流耗散方程} \quad & \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \varepsilon) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) + c_1 \frac{\varepsilon}{k} G_k - c_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}
 \end{aligned}$$

其中,

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_l + \mu_t$$

$$\mu_t = c_\mu \rho k^2 / \varepsilon$$

$$G_k = \mu_t [(\nabla \mathbf{V}) + (\nabla \mathbf{V})^T] : \nabla \mathbf{V}$$

c_1, c_2, c_3, c_μ 为常数, $\sigma_k, \sigma_\varepsilon$ 为湍流动能输运和湍流耗散的 Prandtl 数, $(\)^T$ 表示转置。

计算采用原始变量, 即各速度分量和压强, 用控制体积分对方程进行积分^[3]。对于对流项用迎风格式, 对于扩散项用中心差分格式进行离散化。三个速度分量用交叉网格进行计算, 湍流采用 $k-\varepsilon$ 模型。

因为在固壁附近存在一个粘性次层, 然后是个过渡层, 最后才是充分发展的湍流, 所以流动参数在壁面附近变化很大。若用通常的方法处理, 要使计算收敛并保证一定精度, 就需要在壁面附近有很细的网格。在工程计算中, 壁面对切向速度的影响用切向动量方程中一反映壁面剪切应力的附加项来体现。壁面附近, 切向速度沿壁面法向呈对数分布^[4]。根据这一特性, 对于位于对数速度分布内的近壁点, 湍流动能 k , 湍流耗散 ε , 壁面剪应力 τ_w 与切向速度 u_t 有下列关联

$$k = \frac{\tau_w}{\rho \sqrt{c_\mu}}$$

$$\varepsilon = c_\mu^{3/4} k^{3/2} / c_k y$$

$$\tau_w = -c_{tr} \rho |u_t| u_t$$

其中 c_k 为卡门常数, c_{tr} 为某一常数, y 为所计算的点至壁面的距离。

计算采用圆柱坐标系 (z, r, θ) , 原点取在射流孔中心(见图 1)。对于与坐标线斜交的边界, 采用台阶型壁面进行逼近。

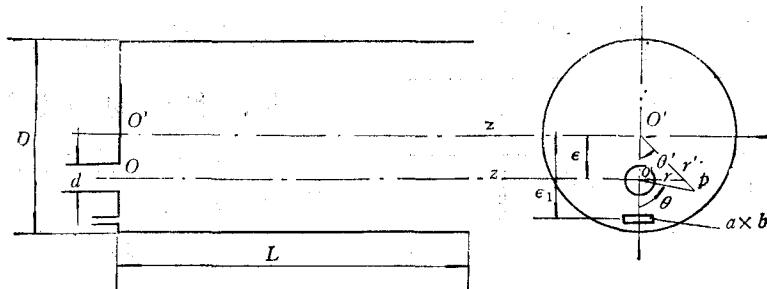


图 1 实验和计算模型的几何尺寸和坐标

三、实验测量

实验是在带有一个顶盖的有机玻璃制成的圆筒内进行。顶盖上在偏心的位置开一圆

孔,与进气管相接。气体从圆筒的另一端排出,直接排入大气。流场的速度用一个二维激光多普勒测速仪进行测量。为了避免激光束通过有机玻璃圆筒壁引起的折射,在圆筒上沿母线方向开两个槽,各镶嵌一块具有两个平行平面的普通玻璃,构成光束出入的窗口。两槽沿周向相差 180° 。二维激光多普勒测速仪测量的是两个互相垂直的速度分量,这两个分量又都与激光束前进方向的角平分线相垂直。在我们的实验安排中,它们相当于轴向速度 u 和周向速度 w 。

整个装置安放在一个三维支架上。实际上只利用它沿轴向移动这一功能,以使测点(相对于圆筒来说)在筒内沿轴向移动。测点沿径向的移动是靠改变两束激光交点来实现。设进气口偏离圆筒轴线的方向的周向角定为 $\theta = 0^\circ$,测点相对于进气口偏心方向的周向位置的改变,是借助绕圆筒轴线转动带进气口的顶盖来实现。

进行流场实验研究的预燃室模型和计算所用坐标系的布置,如图 1 所示。筒体直径 $D = 186\text{mm}$,射流入口直径 $d = 40\text{mm}$,偏心距离 $e = 45\text{mm}$,筒体长度 $L = 800\text{mm}$,射流流量 $\dot{Q} = 2.3 \times 10^{-2}\text{m}^3/\text{s}$ (因而射流入口的平均速度 $U_0 = 18\text{m/s}$)。这时 Reynolds 数 $Re = \frac{U_0 d}{\nu} = 4.9 \times 10^4$,其中 ν 为空气的运动粘度。对于筒内某点 P 的位置可用两种

圆柱坐标系描述: (z, r, θ) 和 (z', r', θ') 。前者的坐标原点在射流入口的中心 o , oz 轴

与射流轴线重合。后者的原点在筒体端盖的中心 o' , $o'z'$ 轴与筒体轴线重合。实验中采用 (z', r', θ') 测量各速度分量的分布,而数值计算中采用 (z, r, θ) 坐标系。为进行比较,已将计算结果转换到 (z', r', θ') 坐标系。

测量得到的各子午面轴向速度分布图及各横断面的周向速度分布图为图 2 所示。由图可见,偏置射流在筒上半部产生较大反流区。射流有周向运动,其方向是由上游处的自上向下的流动逐渐过渡到下游处自下向上的流动。

四、计算结果同实验的比较

对于偏置受限射流,计算了三种工况(参见图 1)。

(1) 同实验测量的几何尺寸一致,只是进口速度略高一点, $Re = \frac{U_0 d}{\nu} =$

6.8×10^4 。

(2) $L/d = 15, D/d = 5.6, e/d = 0.22, Re = 1.4 \times 10^5$ 。

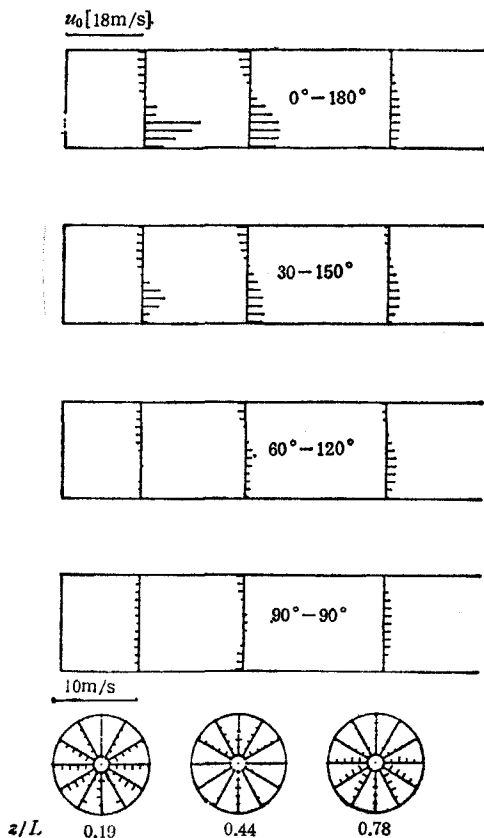


图 2 轴向及周向速度分布(实验)

为研究在主射流旁加一小射流的影响, 计算了第三种工况(3).

工况 3 其几何位置和尺寸参见图 1. 除同 2 一样设置一偏置射流外(参数也同), 另有一近似矩形小射流. 小射流的位置及尺与参数为 $a/d = 1, b/d = 0.125, U_1/U_0 = 2, e_1/d = 2.6, U_1$ 为矩形射流进口的平均速度

图 3 是计算得到的工况 1 下各子午面的轴向和径向合成速度的分布及不同轴向位置下各横断面上径向和周向合成速度分布. 与实验结果图 2 比较后可以发现, 对于各横断面上的速度分布, 离射流较近的横断面上, 理论和实验得到的周向速度都是由上向下的方向, 而在射流下游处横断面上都是由下向上的周向运动方向. 对于各子午面上的速度分布, 其反流区大小和轴向速度分布, 理论和实验也定性符合. 这说明计算结果基本上能反映这样的三维冷流场的流动. 在定量方面, 理论和实验结果都有误差. 关于这点, 将在后面分析.

计算结果表明, 工况 3 和 2 有几乎相同的反流区大小. 加有一股小射流对反流区的大小影响不大. 与工况 1 相比, 工况 2 有较大的反流区. 工况 2 和 3 各横断面上的速度分布图与工况 1 的类似.

图 4 是工况 3 下各子午面上无量纲湍流动能 \bar{k} (湍流平均动能 / $\frac{1}{2}$ 进口速度平方) 的等值线图. 由图可见, 在射流孔的四周, 湍流动能最大, 随 r 增加, 衰减很快. $\theta=0^\circ$ 子午面上的湍流动能比 $\theta=180^\circ$ 子午面上的小. 这是由于壁面对湍流的发展起抑制作用, 在 $\theta=0^\circ$ 的子午面上径向距离小, 壁面影响大之故. 对于工况 3, 小射流附近的湍流强度明显加强. 但是小射流的影响范围较小, 对于离它较远的子午面(如对于 $\theta=180^\circ$ 或 $\theta=90^\circ$ 的子午面)几乎不产生影响(见图上所标的 \bar{k}_{max} 值). 对于工况 2 和 3, $\bar{k} = \bar{k}_{max}$ 位置也几乎重合.

图 5 是工况 3 下沿周向投影到子午面上的流线图, 这些流线的最上游点(如 A, B, C, 1, 2, 3, 4 等点)均在该子午面上. 为了反映出各流线沿周向的扭曲程度, 对于几条典型流线(图中标 A, B, C 三条回流流线及 1, 2, 3, 4 四条射流核心流线)在图旁列出了流线的几个特征值: 该流线最大扭曲角 $\Delta\theta_{max}$, 以及无量纲流动时间 $\Delta\bar{T}_{max} = \Delta T_{max} / (L/U_0)$ 值. ΔT_{max} 为该流线的流动时间.

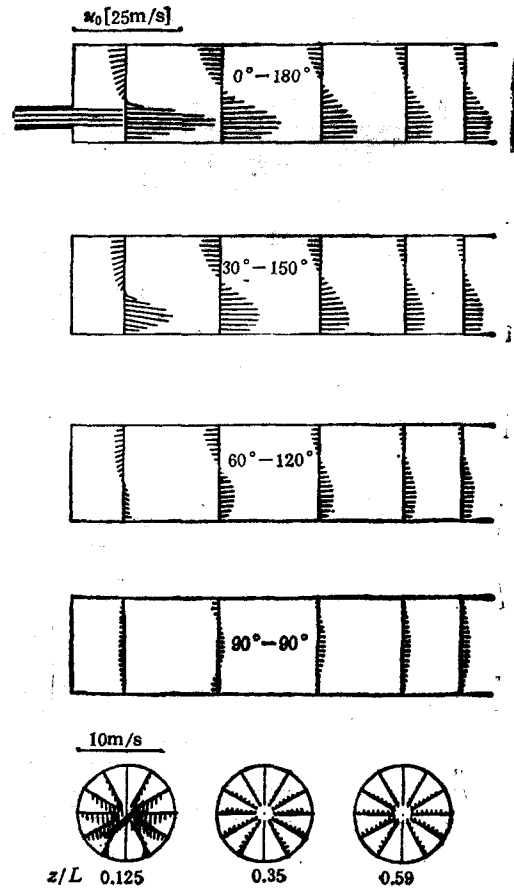


图 3 工况 1 下速度分布图(理论)

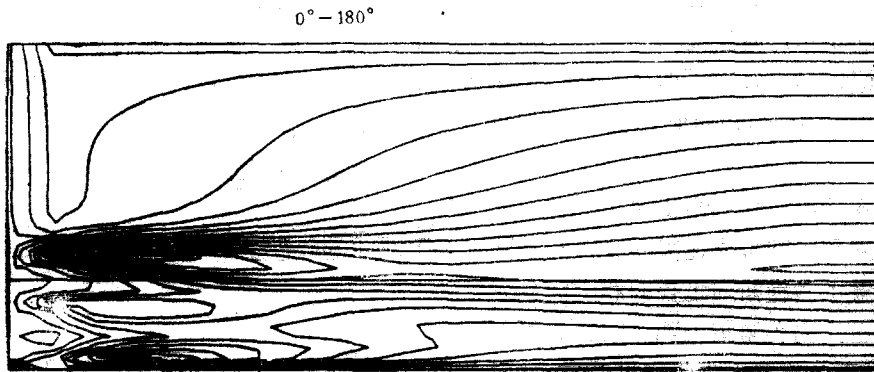
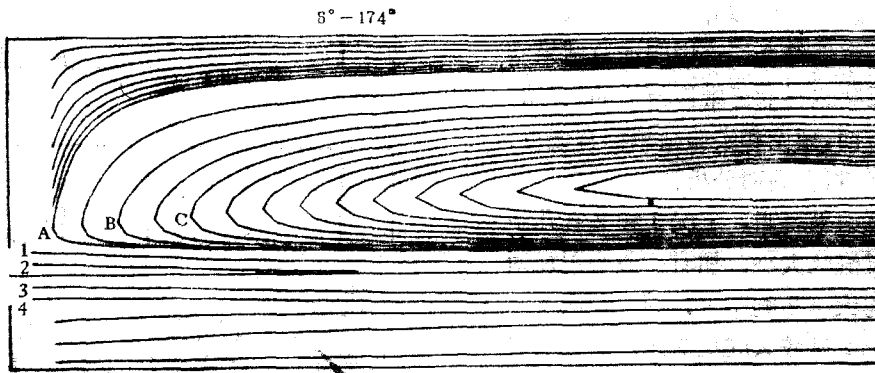
图 4 工况 3 下无量纲湍流动能 \bar{k} 的等值线图 $\theta = 0^\circ$ 子午面 $\bar{k}_{\max} = 0.074$ $\theta = 180^\circ$ 子午面 $\bar{k}_{\max} = 0.090$ $\theta = 90^\circ$ 子午面 $\bar{k}_{\max} = 0.072$ 

图 5 工况 3 下流线轨迹的旋转投影

N_0	$\Delta \bar{T}_{\max}$	$\Delta \theta$
A	9.24	53°
B	9.55	42°
C	10.54	18°
1	2.27	45°
2	1.83	160°
3	1.71	0°
4	1.69	0°

由图及所列的特征数据可见, 流线产生明显的扭曲。扭曲的角度可大到一百多度。对于 θ 很小的子午面(例 $\theta = 6^\circ$) 附近, 扭曲很小, 但对于 θ 较大的子午面附近, 扭曲很大。工况 3 流线扭曲量略大于工况 2 流线扭曲量。此外, 射流出口后, 开始略向下偏, 以后又趋平直(见图 5 中的流线 1, 2, 3, 4)。由于小射流的卷吸作用, 同工况 2 相比, 工况 3 中射流下偏更多一些。所以, 对于射流核心部分, 在向下游流动过程中, 其横截面已由圆形变为扁平形。有一小射流的情况, 其变形更为明显。由图还可见, 工况 3 下回流流线都未封闭。但是工况 2 时回流区的流线部分是封闭的。

五、分析和讨论

除接近出口的区域外,计算同实验结果符合较好。这说明,计算中所采用的方法是正确的,结果基本上可信。

下面来分析引起计算和测量结果不一致的原因。

1. 实验流场很不稳定,不仅有较高频率的湍流脉动,似乎还有平均流场的低频脉动。因此测量数据不稳定,每一测点(都是 20 次采样的平均)的数据分散性大,均方根偏差可达百分之几百。引起平均流场脉动的原因一是入口射流气流状态不稳,二是出口环境的参数脉动。

2. 计算中不适当的假定和计算误差。

计算中最主要的误差来源是出口条件的不准确。对于亚音速流场,下游的扰动也会向上游传播。当然向下游传播时扰动衰减得慢,向上游传播时衰减得快。由于对流项采用了迎风格式,更增加了向上游与向下游传播时扰动衰减上的差异。

如果接近出口处都是顺流,那么出口条件的不准确对计算结果的影响一般不大。但是,对于预燃室流场,绝大多数回流区都很大,一直延伸到出口(预燃室正是要利用这种大回流来实现稳燃的)。因此,出口条件的不准确对这种流场的计算影响显得更大些。

解决这个问题方法有二个。一是用实验方法测出出口速度分布,为数值计算提供边界条件。二是扩大计算的流场范围,最好在出口处已全是顺流。这样,即使新的出口处边界条件仍不准确,也不会影响到较上游的感兴趣的区域。

计算中其它的误差来源还有:进口速度被假定为均匀的; $k-\epsilon$ 模式应用于非各向同性流场时有较大误差;由于用台阶边界近似偏心的圆周边界以及其它原因引起的各种计算误差等,迎风格式对计算稳定有利,但其精度相对差些。

虽然实验测量和数值计算还有许多有待改进的地方,但它们还是提供了离轴受限圆射流三维流动的主要特征和大量信息,对于稳燃机理研究十分有用。

对于离轴受限射流,射流进入筒体后,卷吸周围气体流向下部,使周围压强下降,在 $\theta = 180^\circ$ 附近(上半部),筒壁与射流之间距离较大,而在 $\theta = 0^\circ$ 附近(下半部),筒壁与射流距离较小。所以,上部压强下降较少,下部压强下降较大,上部压强大于下部,使射流向下弯。下弯的结果,使下部卷吸更强,压强更低。这是个正反馈过程,很象二维射流中发生的过程。但是圆射流又有另一特点:上部高压驱动气体通过周向运动流入下部,这大大削弱了上下压差,阻止了正反馈过程的发展。因此,同二维射流不同,圆射流一般说来不会出现附壁现象。没有附壁现象,但有较强的周向运动(三维流动的特点)是圆射流的重要特点。

射流的上游部分,上部气体通过周向运动流向下部。射流向下游流去,不断有上部气体流向下部,致使到下游部分,下部气体压强反而高于上部。因此,在下游部分,周向运动变为由下向上(参见图 2)。

离轴受限射流有明显的三维流动特征:当追随筒体出口平面某一反流流线向上游流时,开始 $\omega = r \frac{d\theta}{dt} > 0$, θ 逐渐增大,到达某一 θ_{\max} 后,继续向上游流动时, θ 逐渐变小。

(w 由正变为负的了)。当 z 方向速度 u 由负变为正, 流线返回进入正流区时, θ 继续减小向下游流去, 到达 θ_{\min} 后, θ 又逐渐增大, 直到出口平面(若是封闭流线则返回到起点)。这种在 θ 方向有扭曲的流动是三维受限射流流动的主要特征之一。在上述的算例中, 扭曲可大到一百多度。这种大幅度的扭曲, 有利于回流与射流之间的湍流交换。这对稳燃是有利的。

对于 e 较大的离轴受限三维射流流场, 在 $\theta = 0^\circ$ 附近几乎没有反流区, 在那里被射流卷吸的流体几乎全部由 θ 较大的子午面处的流体通过周向运动来补充。而在 $\theta = 180^\circ$ 附近有较大反流区, 回流区域长, 反流量大。在预燃室中, 这样的流动有利于通过湍流交换把更下游处热量返回到上游, 对稳燃也是有利的。

流场的无量纲湍流动能和流动停留时间对稳燃也有重要意义。湍流度越大, 有利于热量交换, 这样, 对预燃室来讲, 能有效地将下游热量回流到上游并有效地传给射流上游。如果壁面散热有一定影响的话, 则近壁反流区的湍流动能似乎小一点, 停留时间短一点为好。

作者曾与吴文东同志作过有益的讨论, 得到很多帮助。杨家寿同志在用激光测速仪进行测量工作中给予很好的协作和配合。阎明山同志和孙文超同志参加了实验测量工作。在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] 吴承康, 燃烧空气动力学在高性能稳燃装置中的应用, 力学未来 15 年—国际学术讨论会论文集, 2(1986), 160—163.
- [2] Wu, C. K., Chen, L. F., Zhu, F. Y., et al., The Use of Nonsymmetrical Jets for the Stabilization of low Grade Coal Flams, Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, (1988).
- [3] Patenker, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, (1980).
- [4] Lander, B. E., & Spalding, D. B., The Numerical Computation of Turbulent Flow, *Computer Method in Applied Mechanics & Engineering*, 3(1974), 269—289.

ANALYSIS OF THE 3-D TURBULENT FLOW FIELD FOR AN OFF-AXIS CONFINED JET

Zhu Fuying Zhan Huanqing Chen Lifang Wu Chengkang

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing)

Abstract Using primary variables and staggered, the 3-D turbulent flow field for an off-axis confined jet was computed by $k-\epsilon$ model of turbulent flow. Computing results on comparison with measurements are satisfactory. The computing results have provided much information on the flow pattern and given a basic understanding of the mechanism of stable combustion for pre-combustion chambers with an off-axis confined jet. A detail analysis shows that one of the major characteristics of the flow field is the large twist of the streamline in the θ direction.

Key words computational fluid dynamics, Turbulent flow, confined jet, combustion dynamics