

圆筒燃烧室紊流场数值研究

南京航空学院 赵坚行

一、计算方法

本方法不需解压力修正方程,而是通过速度散度余量修正迭代法使连续方程直接得到满足。紊流模型采用k-ε模型,壁面处理采用无滑流固壁条件,避免复杂的壁面函数计算。对燃烧室内火焰稳定器,无论是圆盘或锥形都采用简单的取除格子法,从而大大简化计算程序。同样算例本方法所用计算语句只是SIMPLE算法的1/4~1/3。此外,改变边界条件,本方法可以计算带各种障碍物的二元流道。采用非定常算法,还便于数值研究燃烧室内点火、灭火等非定常过程。

1. 基本方程 连续、u和v向动量、紊流动能k和动能消耗率ε等方程列如下:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \xi \frac{v}{y} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \xi \frac{uv}{y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[2\nu \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \xi \frac{\nu}{y} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v^2}{\partial y} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \xi \frac{v^2}{y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left[2\nu \frac{\partial v}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\nu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \xi \frac{2\nu}{y} \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{v}{y} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uk) + \frac{\partial}{\partial y} (vk) + \xi \frac{vk}{y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \xi \frac{\nu}{y} \frac{\partial k}{\partial y} + \frac{G}{\rho} - \epsilon \quad (4)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u\epsilon) + \frac{\partial}{\partial y} (v\epsilon) + \xi \frac{v\epsilon}{y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) + C_1 \frac{\epsilon}{k} \frac{G}{\rho} - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad (5)$$

$$\text{式中 } \frac{G}{\rho} = \nu \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \xi \left(\frac{v}{y} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right]$$

紊流有效运动粘性系数ν可定义为 $\nu = \nu_0 + C_\mu k^2/\epsilon$, 模型系数 $C_\mu = 0.09$, $C_1 = 1.42$, $C_2 = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\epsilon = K^2/(C_2 - C_1)C_\mu^{1/2}$

上述方程适用于正交直角坐标系($\xi = 0$), 和轴对称圆柱坐标系($\xi = 1.0$), 速度u和v是在x(对称轴)和y(半径r)方向。方程式中各变量均为时均值。

2. 计算区域和网格 计算区域如图1所示, 图中虚线表示稳定器的位置。计算网格有

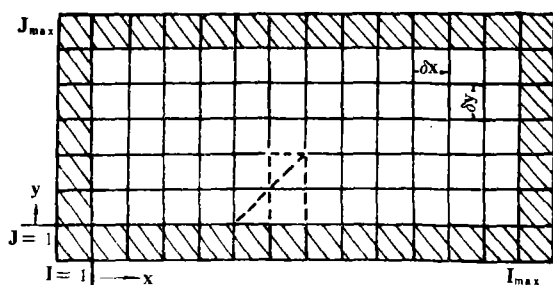


图 1 计算区域网格

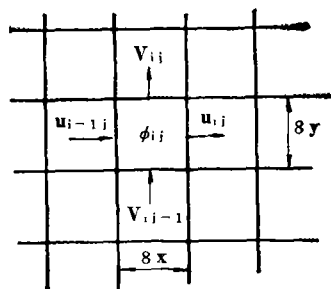


图 2 单位网格

二种：一种是用实线表示格子为计算区域，另一种用斜线表示格子为边界网格，供确定边界用。计算采用错位网格，各变量在单位格子中相对位置如图 2 所示。图中变量 $\phi_{i,j}$ 代表变量 $P_{i,j}$, $k_{i,j}$, $\varepsilon_{i,j}$ ，位于格子中心。 $u_{i,j}$ 和 $v_{i,j}$ 分别在单位格子的右边界和上边界。定义计算边界上垂直速度 $v=0$ 为管壁，而其切向速度 u 和变量 ϕ 位于边界内单位格子中间。利用边界网格可以很方便地确定各边界条件。

3. 离散方程 用显式差分离散微分方程 (1)~(5) 就可得到离散输运方程。在离散方程中对流、扩散项中各网格点上函数值全部取前一时刻值用 ϕ^n 表示，新时刻值用 ϕ^{n+1} 表示，它仅出现在时间导数中。这个方案的优点是变量 ϕ^{n+1} 可以直接借助于前一时刻值求出。因此计算方法简单，它的缺点在于时间步长 δt 超过一定限度会导致不稳定。为了加快收敛速度， δt 可按下式确定：

$$\delta t = \min(\delta t_1, \delta t_2) \quad (6)$$

$$\text{式中 } \delta t_1 < (0.03 \sim 0.04) \min(\delta x/|u|, \delta y/|v|), \quad \delta t_2 < \frac{1}{2\nu} (\delta x^2 \delta y^2 / (\delta x^2 + \delta y^2))$$

时间 $t = n \cdot \delta t$ ， t 太小计算不能达到稳定， t 太大增加计算误差。此外，在差分方程中扩散项取中心差分，而对流项采用混合格式系数 α 。当 $\alpha = 0$ 时，表示中心差分；当 $\alpha = 1$ 表示前差分。通常 α 取为： $1 \geq \alpha > (10 \sim 15) \max(|u| \delta t / \delta x, |v| \delta t / \delta y)$

4. 压力和速度修正 本文采用零散度条件 ($D=0$)，进行压力和速度修正。设 u^* 和 v^* 从离散动量方程解出未经修正的近似速度值。如将 u^* 和 v^* 代入连续方程得出速度散度余量

$$D^* = (u_{i,j}^* - u_{i-1,j}^*) / \delta x + (v_{i,j}^* - v_{i,j-1}^*) / \delta y + \zeta (v_{i,j}^* - v_{i,j-1}^*) / 2y_j \quad (7)$$

如果 $D^* > 0$ ，表明单位格子中质量损失；反之， $D^* < 0$ 为质量增加。只有 $D^* \approx 0$ ，才满足连续方程的要求，当压力从 p 变化为 $p + \delta p$ 时，在格子内速度相应变化为

$$\begin{aligned} u_{i,j} &= u_{i,j}^* + \delta p \delta t / \delta x, & u_{i-1,j} &= u_{i-1,j}^* - \delta p \delta t / \delta x \\ v_{i,j} &= v_{i,j}^* + \delta p \delta t / \delta y, & v_{i,j-1} &= v_{i,j-1}^* - \delta p \delta t / \delta y \end{aligned} \quad (8)$$

压力 P 实际是 p/ρ ，因此 δp 为 $\delta p/\rho$ ，由公式 (7)，(8) 可求出 δp 来。

$$\delta p = -\omega \cdot D^* / (2\delta t (1/\delta x^2 + 1/\delta y^2)) \quad (9)$$

速度和压力修正需用迭代法，因为对一个格子修正后，其邻近诸网格都受到影响。式 (10) 中 ω 为超松弛系数，选择合理的 ω ，可加快迭代过程。通过速度散度余量 D^* 校正迭代过程，对压力和速度迭代修正使其逐步满足零散度条件。具体步骤如下：(1) 按离散动量方程求出 u^* 和 v^* ；(2) 把 u^* 和 v^* 代入公式 (7) 求出 D^* ；(3) 把 D^* 代入公式 (9) 求出 δp ；

(4) 把 δp 代入公式(8)求出新的 u 和 v ; (5) 再把 u 和 v 代入公式(7)求出新的 D^* ; (6) 如果 D^* 大于给定值 Δ , 重复步骤(3)~(5), 反复迭代直到 $D^* < \Delta$; (7) 把最后一次迭代得到 u 和 v 代入离散的 k 和 ε 方程算出 k 和 ε , 完成 t 的一次循环; (8) 令 $t^{n+1} = t^n + \delta t$, 再回到步骤(1)进入新时刻 t^{n+1} , 重新计算 u 和 v , 反复循环直到计算稳定。

每一次循环都要使 $D^* < \Delta$, 因此计算开始时需要速度散度修正迭代100~200次, 反复循环后, 迭代次数逐渐下降, 当迭代1~2次, $\Delta < 0.005$, 可以认为进入稳定状态。

5. 边界条件 为了简化, 取无滑流固壁作为边界条件, 因此令垂直速度 $v = 0$, 管壁内外切向速度 u 大小相同, 方向相反。采用取除格子法处理稳定器壁面, 即把稳定器所占的网格令 $\phi_{i,j} = 0$ 。计算时把这些格子去除, 由于没有采用壁面函数, 故边界处理较为简单。

二、计 算 结 果

本文对三种不同形状稳定器即圆盘($\alpha = 180^\circ$)和 $\alpha = 45^\circ, 90^\circ$ 的圆锥稳定器进行计算, 图3表明回流区长度 L/d 随稳定器, 形状而变化。其中圆盘使主流产生偏折最大, 因此回流区最长, 随着稳定器锥顶角 α 减小, 气流偏折减少, L/d 也缩短, 这与实验结果^[3]基本一致。

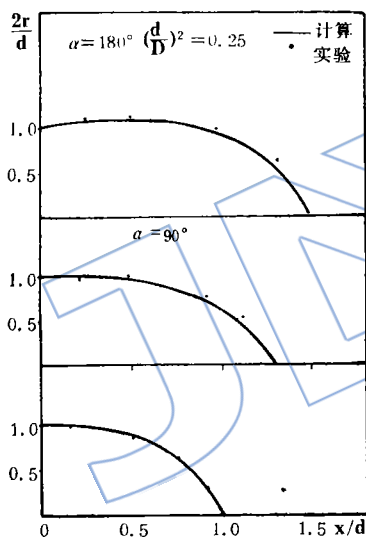


图3 稳定器后回流区边界

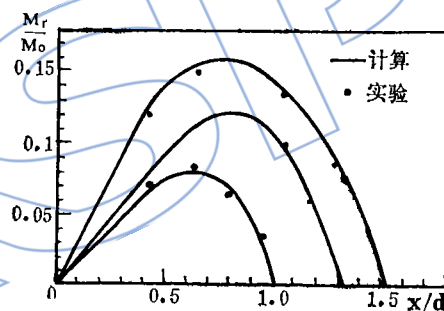


图4 稳定器的回流量分布

表1 计算值与实验值(1)比较

α	180°		90°		45°	
	计算	实验	计算	实验	计算	实验
L/d	1.53	1.5	1.31		1.1	1.0
M_r/M_o	0.151	0.148	0.12		0.07	0.08

本文还计算回流比 M_r/M_o , 由图4可知, 最大回流比随稳定器锥顶角 α 减少而减少, 这变化规律从实验^[1]中得到证实。表1表明计算值符合实验值程度是令人满意的。可以认为我们计算方法基本合理。计算与实验结果略有差异, 这说明 $k-\varepsilon$ 模型虽已被广泛应用于计算各种流场, 但是用于回流流动等复杂流场, 还有待于进一步改进。

参 考 文 献

- [1] Davies, T. W., "Flow in the wake of Bluff-Body Flame Stabilizers", 13th Symp. (Int.) on Comb., pp.631~638, 1971.

(责任编辑 王华芳)

important for designing afterburner. The effects of airstream velocity, pressure drop across the orifice of fuel ejector and diameter of fuel ejector on the penetration and the maximum concentration line of fuel spray have been studied. When the flameholder is mounted in the test section, both the direction of flow and the magnitude of velocity vary consequently. It is necessary to consider the contribution of these factors to the fuel distribution. Therefore the effects of vertex angle and position of the flameholder on the penetration and maximum concentration line of fuel spray are further investigated experimentally. The empirical formulas are obtained from the test results.

NUMERICAL RESEARCH OF TURBULENT FLOWS IN A CYLINDRICAL COMBUSTOR

Zhao Jianxing

(*Nanjing Aeronautical Institute*)

Abstract

A two-dimensional transient finite difference technique has developed to predict recirculation zones behind bluff body flameholder in a cylindrical combustor. For turbulent flow simulation, the two-equation $k-\epsilon$ turbulent model has been comprised in a simple computer program. The governing equations consist of continuity equation, momentum equation, turbulent kinetic energy equation and turbulent kinetic energy dissipation rate equation. The calculations show that the dimensionless length L/d of recirculation zones and the maximum mass flow rate M_r/M_o increase with the flameholder cone angle α . The results are in fair agreement with experimental data. Therefore, the transient time-marching method employed in this paper is quite simple and reasonable.