

文章编号: 1001-1455(2009)01-0001-06

高精度 PPM 格式在湍流燃烧中的应用*

应展烽, 范宝春, 陈志华, 叶经方

(南京理工大学瞬态物理实验室, 江苏 南京 210094)

摘要: 利用处理三维可压缩粘性流体流动问题中的沉浸边界法, 并结合基于 PPM 方法的高精度 TVD 格式, 对三维方形管道中部的圆柱火焰绕流及惰性气体绕流问题进行了数值模拟。计算湍流时采用大涡模拟 (LES), 化学反应速率采用 EBU 漩渦破碎模型。通过计算结果与实验结果比较, 发现高精度 PPM 格式能精确模拟两类圆柱绕流问题。计算中还发现, 火焰圆柱绕流算例中, 在火焰翻越圆柱前, 由于燃烧的膨胀作用, 使得火焰正前方的未燃气体流动并形成惰性气体绕流, 这与无燃烧时的惰性气体绕流类似。但当火焰翻越圆柱过程中及完全翻越圆柱后, 两种算例绕流流场出现明显变化。

关键词: 流体力学; 高精度 PPM 格式; 大涡模拟; 湍流燃烧; 沉浸边界法

中图分类号: O357.5

国标学科代码: 130·2527

文献标志码: A

1 引言

预混燃烧一直是研究的热门问题。预混燃烧在汽车、飞行器发动机及火箭推进装置中得到广泛的应用。燃烧也会导致火灾的发生, 尤其是燃烧诱发的工业爆炸灾害是化工爆炸事故中的一种主要形式, 极大危害现场财物和作业人员的生命。在燃烧区域或灾害事故现场, 一般存在各种各样的障碍物, 如管道、设备和建筑物等。当火焰绕过此类障碍物时, 在障碍物的作用下, 火焰的形状、燃烧速率、传播速度以及对周围环境的压力等都会出现显著的变化。所有这些因素将直接影响相关灾害事故发生及演变的整个过程, 在某些条件下将导致爆炸甚至爆轰的产生。因此, 为有效防治此类灾害, 研究和分析火焰与障碍物的相互作用, 以及由此诱发的流场变化具有非常重要的实际意义。

对此类问题的研究, 大都集中于火焰翻越挡板的情形, 不考虑障碍物的形状、体积以及绕流对燃烧的影响^[1-4]。为了更加切实地反映火焰与障碍物相互作用时的失稳过程, 近年来, 人们对火焰绕过 (而不是翻越) 块状物的绕流现象进行了相关探讨。实验研究方面, A. R. Masri 等^[5]使用高速录像机对管道中圆柱、方柱、三角柱等障碍物与火焰作用所形成的绕流进行了分析, 并讨论了不同阻塞比下的障碍物对火焰传播的影响。S. S. Ibrahim 等^[6]对管道中火焰绕过一定厚度的方块进行了实验研究, 分析了不同时刻下的火焰压力、传播速率及火焰阵面长度。数值模拟方面, P. Naamansen 等^[7]利用基于 McNewT 代码的 CFD 软件对不同阻塞比下的圆柱、方柱、三角柱的火焰绕流进行了数值模拟, 结果表明障碍物对火焰的传播速度具有明显的加强作用。

本文中采用大涡模拟 (large eddy simulation, LES) 以及漩渦破碎的湍流燃烧模型 (eddy break up, EBU), 利用高精度的 PPM (piecewise parabolic method) 格式^[8] 和处理任意形状边界的沉浸网格法 (immersed boundary method, IBM)^[9], 对燃烧室中半球形火焰绕过横向悬吊圆柱的绕流火焰的动力学演变过程进行数值模拟。讨论圆柱绕流火焰的发展规律和特征, 并与惰性气体绕过横跨圆柱时的流场进行对比。

2 控制方程

采用大涡模拟时, 滤波后的带化学反应的 Navier-Stokes 方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho Y_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_{\text{eff}} \rho \frac{\partial Y_i}{\partial x_j} \right) - \omega_i \quad (2)$$

* 收稿日期: 2007-09-05; 修回日期: 2007-12-03

基金项目: 国家自然科学基金项目(10472047); 教育部博士点基金项目(20050288028)

作者简介: 应展烽(1982—), 男, 博士研究生。

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j E + p u_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial(u_i \sigma_{ij})}{\partial x_j} \quad (4)$$

式中:总内能 $E = \int c_V dt + \frac{1}{2} u_i u_i + Y_f \Delta H$, ΔH 为燃烧热。 ω_f 为化学反应速率,这里采用 EBU 旋涡破碎模型。应力张量

$$\sigma_{ij} = \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right), \text{湍流有效粘性系数 } \mu_{\text{eff}} = \mu_{\text{lam}} + \mu_{\text{sgs}}, \mu_{\text{lam}} \text{ 为流体运动粘性系数, } \mu_{\text{sgs}} \text{ 为亚网格粘性系数。}$$

采用 Smagorinsky 亚网格模型, $\mu_{\text{sgs}} = 2C\rho\Delta^2 |\bar{S}|$, 常数 $C = 0.01$, Δ 为空间滤波尺度, $|\bar{S}| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$, $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ 。 $\lambda_{\text{eff}} = \lambda_{\text{lam}} + \lambda_{\text{sgs}} = \frac{\mu_{\text{lam}} c_p}{(Pr)_{\text{lam}}} + \frac{\mu_{\text{sgs}} c_p}{(Pr)_{\text{sgs}}}$, $D_{\text{eff}} = D_{\text{lam}} + D_{\text{sgs}} = \frac{\mu_{\text{lam}}}{(Sc)_{\text{lam}} \rho} + \frac{\mu_{\text{sgs}}}{(Sc)_{\text{sgs}} \rho}$, Pr 和 Sc 分别为 Prandtl 数和 Schmidt 数,角标“lam”表示层流,“sgs”表示湍流亚网格。

3 计算格式

上述 N-S 方程可写成通式

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = \mathbf{S}$$

用分裂算法求解上式。其中,空间导数项

$$L_h(\overline{U_{i,j,k}^n}) = \frac{\overline{F_{i-1/2,j,k}^n} - \overline{F_{i+1/2,j,k}^n}}{\Delta x} + \frac{\overline{G_{i,j-1/2,k}^n} - \overline{G_{i,j+1/2,k}^n}}{\Delta y} + \frac{\overline{H_{i,j,k-1/2}^n} - \overline{H_{i,j,k+1/2}^n}}{\Delta z}$$

包含粘性项和无粘性项,粘性项采用二阶空间中心差分计算,无粘项采用三阶精度的 PPM 格式。以一维对流问题为例

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = \mathbf{0} \quad \text{或} \quad \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x} = \mathbf{0}$$

式中:雅克比系数矩阵 $\mathbf{A} = \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{U}}$, $\mathbf{A} = \mathbf{R}^{-1} \mathbf{A} \mathbf{R}$ 。令 $\mathbf{W} = \mathbf{R} \mathbf{U}$,在胞格边界 $i+1/2$ 上

$$\mathbf{W}_{i+1/2} = \mathbf{W}_i + \left(\frac{1+\phi}{4} d\mathbf{W}_{i+1/2} + \frac{1-\phi}{4} d\mathbf{W}_{i-1/2} \right)$$

式中: $d\mathbf{W}_{i+1/2} = \min \text{mod}(\Delta \mathbf{W}_{i+1/2}, \Delta \mathbf{W}_{i-1/2})$, $d\mathbf{W}_{i-1/2} = \min \text{mod}(\Delta \mathbf{W}_{i-1/2}, \Delta \mathbf{W}_{i+1/2})$, $\Delta \mathbf{W}_{i+1/2} = \mathbf{R}(\mathbf{U}_{i+1} - \mathbf{U}_i)$, $\Delta \mathbf{W}_{i-1/2} = \mathbf{R}(\mathbf{U}_i - \mathbf{U}_{i-1})$, $\min \text{mod}(x, y) = \text{sig}(x) \max\{0, \min[|x|, \text{ysig}(x)]\}$ 。于是有

$$\mathbf{U}_{i+1/2}^- = \mathbf{U}_i + \mathbf{R}^{-1} \left(\frac{1+\phi}{4} d\mathbf{W}_{i+1/2} + \frac{1-\phi}{4} d\mathbf{W}_{i-1/2} \right) \quad (5)$$

$$\mathbf{U}_{i+1/2}^+ = \mathbf{U}_{i+1} - \mathbf{R}^{-1} \left(\frac{1-\phi}{4} d\mathbf{W}_{i+3/2} + \frac{1+\phi}{4} d\mathbf{W}_{i+1/2} \right) \quad (6)$$

由式(5)~(6)得到的 $\mathbf{U}_{i+1/2}$ 是不一样的。根据 $\mathbf{U}_{i+1/2}^-$ 和 $\mathbf{U}_{i+1/2}^+$,通过特征线法可求得计算时使用的 $\mathbf{U}_{i+1/2}^c$ 。

沿特征线的离散方程为

$$p^c + \bar{\rho} \bar{a} u^c = p + \bar{\rho} \bar{a} u \quad (7)$$

$$p^c - \bar{\rho} \bar{a} u^c = p - \bar{\rho} \bar{a} u \quad (8)$$

$$\frac{1}{a^2} p^c - \rho^c = \frac{1}{a^2} p - \rho \quad (9)$$

式中:“ $\bar{\cdot}$ ”表示平均值,根据 $\bar{U} = (U^+ + U^-)/2$ 求得。当 $\bar{u} + \bar{a} > 0$ (或 $\bar{u} - \bar{a} > 0$, 或 $\bar{u} > 0$) 时,式(7)(或(8),或(9))右边的值由 U^- 确定,否则由 U^+ 确定。这样便得到关于 U^c 的方程,从而得到胞格界面上的流通量和流场参数。这是一个五点格式。如果取 $\beta=1, \phi=1/3$,该格式具有三阶精度。

时间导数采用二阶 Runge-Kutta 法

$$\begin{aligned} \bar{U}_{i,j,k}^{(1)} &= \bar{U}_{i,j,k}^n + L_h(\bar{U}_{i,j,k}^n) \Delta t + \bar{S}(\bar{U}_{i,j,k}^n) \Delta t \\ \bar{U}_{i,j,k}^{n+1} &= \frac{1}{2} [\bar{U}_{i,j,k}^n + \bar{U}_{i,j,k}^{(1)} + L_h(\bar{U}_{i,j,k}^{(1)}) \Delta t + \bar{S}(\bar{U}_{i,j,k}^{(1)}) \Delta t] \end{aligned} \quad (10)$$

4 沉浸边界

沉浸边界法(immersed boundary method I, IBM)^[10-11]的基本思想是将流场向边界外的空间拓展,使边界沉浸在拓展后的流场中,边界点也因此成了流场的内点。被拓展的流场实际是不存在的,称为虚拟流场。利用这种流场求解真实流场,则不需要边界条件,也无需考虑边界的形状。从而可以在直角坐标中求解任意形状的边界问题。

沉浸边界法的关键是如何保证拓展流场的合理性,即在新的流场中,使原来边界上的点满足固有的边界条件。对于粘性可压缩流动,例如湍流燃烧问题,通常采用镜像对称的近似方法^[12],实际上,该处理方法并未经过严格的论证。

三维可压缩粘性流体中,任意形状的边界两侧附近,分别位于真实流场和虚拟流场中的法向对称的两点 A 和 B 之间,流场参数的关系式可从如下推导获得。

根据边界无滑移条件, $u_c = 0$,于是有

$$u_A = -u_B \tag{11}$$

对于绝热壁面, $\partial T / \partial n|_c = 0$,有

$$T_A = T_B \tag{12}$$

由于 $u_c = 0$,故动量方程中的时间导数和对流项在壁面上均为零,有

$$p_A = p_B + \frac{1}{3} \mu_{\text{eff}} ((\nabla \cdot \mathbf{u})_A - (\nabla \cdot \mathbf{u})_B) + \mu_{\text{eff}} (\nabla^2 \mathbf{u} \cdot \mathbf{n})_c \Delta_{AB} \tag{13}$$

式中: Δ_{AB} 为 A 和 B 两点的距离。

5 结果与讨论

基于大涡模拟 (LES) 以及旋涡破碎的湍流燃烧模型 (EBU),利用三阶 PPM 格式和沉浸边界法方法等,对燃烧室中半球形火焰绕过悬吊圆柱的三维湍流燃烧的动力学过程进行数值模拟。

计算区域如图 1 所示,燃烧室左端为封闭的点火端,右端为敞开的出口端,中间横跨一根圆柱型障碍物。燃烧室内充满甲烷-空气可燃混合物,与燃烧室外的空气处于同一状态。设点火后的初始火焰呈半球状。出口处采用无反射边界条件,管壁以及障碍物表面均为无滑移绝热边界。采用直角坐标中的正交网格,用前面提及的沉浸边界虚拟网格方法处理所有边界问题。

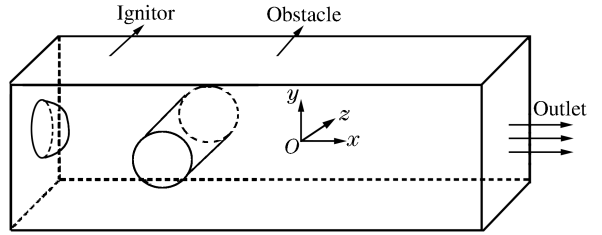


图 1 计算区域示意图

Fig. 1 Sketch map for computational domain

图 2 为半球型火焰绕过横跨圆柱时不同时刻的流场图像。图 2(a) 为通过高速摄影得到的流场分幅阴影照片。图 2 (b) 为 $z = L_z / 2$ 处 xy 剖面上燃烧产物分布的计算结果,其中 L_z 为燃烧室的宽度。由图可见,计算结果与实验结果所表示的火焰具有同样的变化趋势,均描述了火焰在圆柱作用下的发展变化过程。点火端点火后,火焰以半球型阵面向四周传播。由于圆柱的阻碍,火焰阵面不能很快与圆柱的迎风面接触。在局部区域,圆柱将空间划分成上下两条先收敛后发散的通道。火焰通过时,在收敛段加速,加速火焰诱导流动会在发散段的圆柱壁面发生分离,从而在圆柱表面附近形成旋涡。在旋涡的作用下,火焰阵面在圆柱表面卷曲,并沿着圆柱表面向管道中心线汇聚。火焰完全翻越圆柱后,其端面在诸多因素的影响下,沿 x 方向加速传播。而 y 方向的传播速度则较慢,主要表现为湍流混合。

(a) Experiment results

(b) Computational results

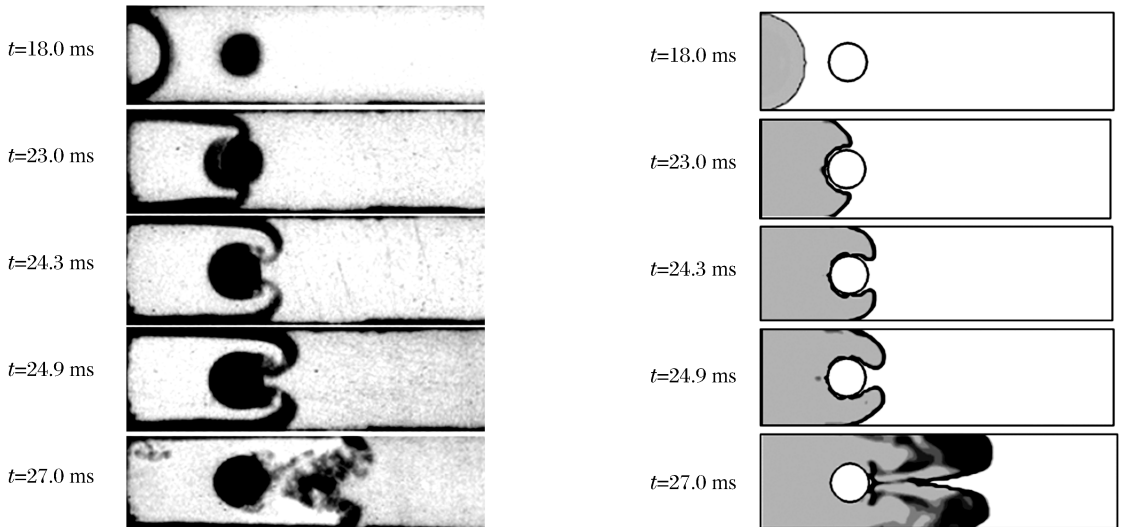


图 2 火焰绕流的实验与计算结果

Fig. 2 Experimental and computational results of the flame past an obstacle

图 3 为火焰翻越圆柱时阵面形状变化图。火焰与圆柱作用前,呈半球型。由于圆柱对来流的滞止作用,随着火焰的传播,火焰阵面的中心区域开始向内凹陷。同时,在与上下收敛通道相对应的区域,因 x 方向的加速,火焰阵面开始突前,而其中最突前的是 $z=L_z/2$ 的剖面上,靠近圆柱表面的部分,从三维角度看,火焰阵面开始呈鸟喙状。翻越圆柱后,火焰向右传播的同时,其侧面逐渐在 $y=L_y/2$ 的对称面附近掺混。此时,圆柱已处于可燃区域,基本失去对火焰的直接加速功能,但管壁仍对火焰起加速作用,这使得壁面附近的火焰较中心区域的火焰具有更大的加速度,从而导致鸟喙形状变化得越来越不尖锐。

图 4 为不同时刻的流线图,左图为火焰绕流,右图为惰性气体绕流。惰性气体绕流场计算格式与火焰绕流计算格式相同。为使两种绕流场具有较强可比性,在火焰绕流中,取火焰刚进入圆柱与管壁构成的通道时的火焰阵面附近气体流向速度平均值作为惰性气体绕流进口速度值,此速度值为约 140 m/s。由图可见,由于火焰对阵面前气体的压缩作用,火焰未抵达圆柱表面时,就已经产生圆柱绕流,其流场与惰性气体的圆柱绕流类似。火焰进入圆柱与管壁构成的通道后进一步加速,被进一步推动的气流在逆压梯度的作用下,在圆柱背风面分离,于尾部形成一对对称涡,这与惰性气体的圆柱绕流类似。当火焰沿圆柱表面对称面汇聚,燃烧提供的能量可有效抑制流体的脱体分离,故左图的涡对消失,而右图的涡对仍然存在。火焰翻越圆柱向出口端传播时,圆柱位于由燃烧产物形成的惰性区域,流体将继续脱体分离,形成脱体涡,如左图。由于壁面的限制,无论左图还是右图,涡街的宽度没有显著增长。

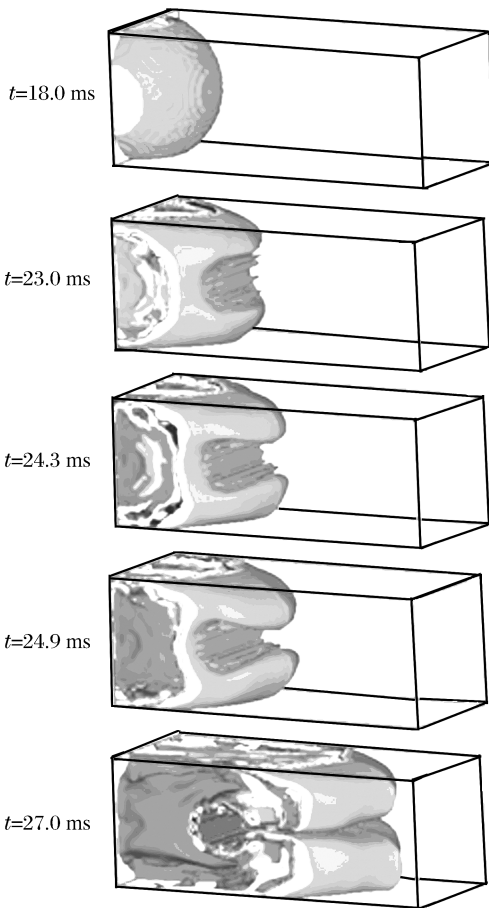


图 3 火焰绕流的三维图像

Fig. 3 3D computational results of the flame past an obstacle

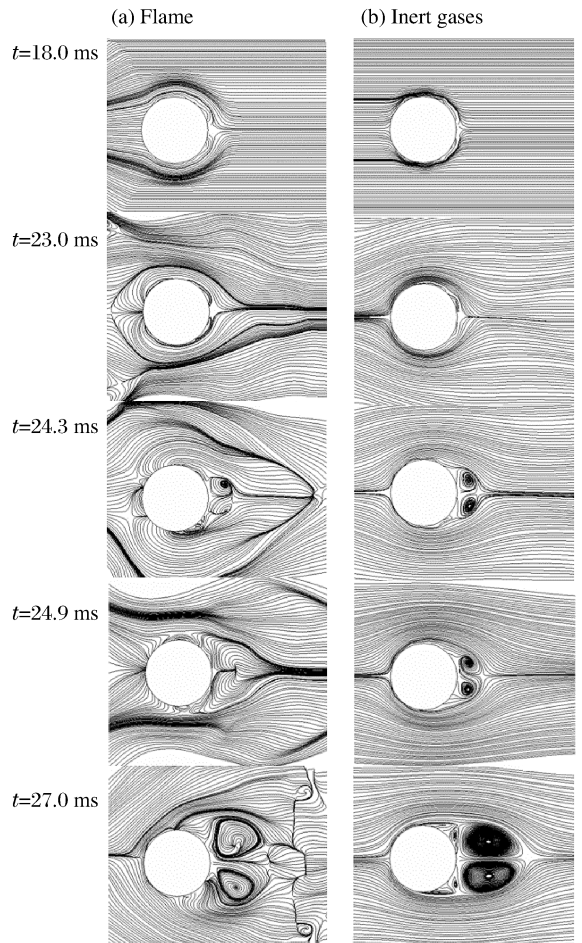


图 4 火焰与惰性气体绕流的流线图

Fig. 4 Streamline image of the flame and inert gases past an obstacle

图 5 为火焰圆柱绕流与惰性气体圆柱绕流的三维涡量图。对于粘性流动,障碍物是流场的涡源,在障碍物表面产生的涡量可以通过扩散,向流场输运,在涡分离后,还可通过对流,在流场中传递。燃烧是一个膨胀过程,由此诱导的气体流动,使火焰与障碍物作用时,在流场中存在着复杂的涡结构。左图为火焰绕过圆柱的三维涡量图,右图为进口速度为约 140 m/s 的惰性气体的圆柱绕流的三维涡量图。为方便观测障碍物对两种绕流的流场涡量的影响,绘图时略去了管

道壁面附近的涡量值。由右图可见,初始阶段,高涡能区域环绕在圆柱周围。随着流场的发展,在圆柱的后滞止点附近,旋涡分离,形成涡街。在分离旋涡的作用下,流体在上下壁面出现分离和再附现象,从而在壁面附近形成气泡。对于燃烧流场,除了火焰阵面前的气流在障碍物作用下产生涡以外,湍流燃烧还在燃烧产物中形成复杂的涡结构,参见左图。随着火焰翻越障碍物,并在 x 方向加速,圆柱表面对流场涡量的贡献逐渐减小,流场中的高涡能区域逐渐集中在湍流火焰附近。

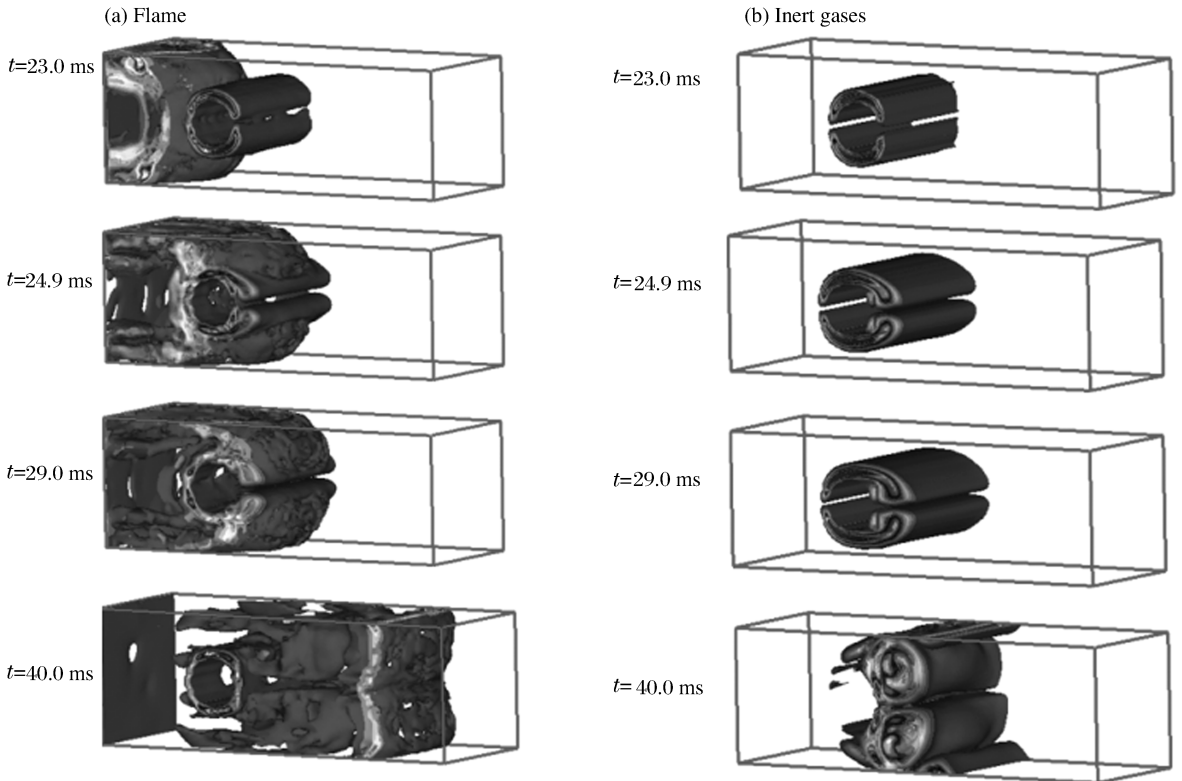


图5 火焰与惰性气体绕流的三维涡量图

Fig. 5 Vortex of the flame and inert gases past an obstacle

6 结论

利用基于 PPM 方法的高精度 TVD 格式,对安置在管道中部的圆柱的火焰及惰性气体绕流问题进行了数值模拟。火焰绕流的计算结果与实验结果定性吻合。火焰阵面未接触到圆柱时,已受圆柱产生的滞止作用影响,火焰阵面向内凹进。当火焰进入圆柱与管壁构成的先收敛后发散的通道后,火焰阵面在圆柱表面卷曲。火焰绕过圆柱后,其上下两个阵面出现在对称面上掺混,湍流明显加剧。通过与惰性气体圆柱绕流的对比发现,火焰绕过圆柱前,由于燃烧膨胀导致火焰阵面前未燃气体出现圆柱绕流,这与惰性气体圆柱绕流类似。但当火焰紧贴圆柱表面翻转时,由于燃烧作用,火焰阵面提高了圆柱表面的压力,增加了边界层内流体的切向动量,拟制了圆柱背风面的涡旋分离现象。三维图像显示绕过圆柱后的火焰阵面呈向前突出并不断变化的鸟喙状。

参考文献:

- [1] Fairweather M, Hargrave G K, Ibrahim S S, et al. Studies of premixed flame propagation in explosion tubes[J]. Combustion and Flame, 1999,11(6):504-518.
- [2] Oh K H, Kim H, Kim J B, et al. A study on the obstacle-induced variation of the gas explosion characteristics[J]. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 2001,14:97-602.
- [3] 杨宏伟,范宝春,李鸿志. 障碍物和管壁导致火焰加速的三维数值模拟[J]. 爆炸与冲击,2001,21(4):259-264. YANG Hong-wei, FAN Bao-chun, LI Hong-zhi. 3D numerical simulation of acceleration of flame caused by obstacle and wall of duct[J]. Explosion and Shock Waves, 2001,21(4):259-264.
- [4] 谢波,范宝春,王克全,等. 挡板障碍物加速火焰传播及其超压变化的实验研究[J]. 煤炭学报,2002,6(6):627-631.

- XIE Bo, FAN Bao-chun, WANG Ke-quan, et al. The experimental research of acceleration of flame was caused by an obstacle of baffle and the variety of overpressure[J]. Journal of China Coal Society, 2002,6(6):627-631.
- [5] Masri A R, Ibrahim S S, Nehzat N, et al. Experimental study of premixed flame propagation over various solid obstructions[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2000,21:109-116.
- [6] Ibrahim S S, Hargrave G K, Williams T C. Experimental investigation of flame/soild interactions in turbulent premixed combustion[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2001,24:99-106.
- [7] Naamansen P, Baraldi D, Hjertage B H, et al. Solution adaptive CFD simulation of premixed flame propagation over various solid obstructions[J]. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 2002,15:189-197.
- [8] Chakravarthy S R, Osher S. A new class of high accuracy TVD schemes for hyperbolic conservation laws[D]. AIAA Paper, No 85-0363,1985.
- [9] 应展烽,范宝春,陈志华,等. 沉浸边界法在湍流燃烧中的应用[J]. 自然科学进展,2008,18(10):1181-1185.
YING Zhan-feng, FAN Bao-chun, CHEN Zhi-hua, et al. Application of immersed boundary method in turbulent combustion[J]. Progress in Natural Science, 2008,18(10):1181-1185.
- [10] Saiki E M, Biringen S. Numerical simulation of a cylinder in uniform flow: Application of a virtue boundary method[J]. Journal of Computatond Physics, 1996,123:450-465.
- [11] Goldstein D, Handler R, Sirovich L. Modeling a no-slip flow boundary with an external force field[J]. Journal of Computatond Physics, 1993,105:354-366.
- [12] Xue S, Stewart D. High resolution numerical simulation of ideal and non-ideal compressible reacting flows with embedded internal boundaries[J]. Combustion Theory and Modeling, 1997,1:113-142.

Application of high-order accurate PPM schemes to simulation of turbulent combustion

YING Zhan-feng, FAN Bao-chun^{*}, CHEN Zhi-hua, YE Jing-fang
(*National Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of
Science & Technology, Nanjing 210094, Jiangsu, China*)

Abstract: Flames and inert gases past an cylinder obstacle were numerically simulated by using the immersed boundary method used in the 3D compressible viscous flow and the high-order accurate total variation diminishing (TVD) schemes based on the high-order piecewise parabolic method (PPM). In the turbulent calculation, the large eddy simulation (LES) was introduced and the eddy break-up (EBU) model was adopted to compute the chemical reaction rate. Comparison of the simulated and experimental results shows that the high-accuracy PPM schemes can used to simulate fame and inert gas past a cylinder obstacle effectively. The numerical computation of the flame past the cylinder obstacle indicates that before the flame passes the cylinder obstacle, the gas expansion due to combustion causes the unburned gases in front of the flame to flow and to form the inert gas past the cylinder obstacle. This is similar to the inert gas past the cylinder obstacle without combustion. But there are obvious differences between the fame and inert gas past the cylinder obstacle when and after the flame passes the cylinder obstacle.

Key words: fluid mechanics; high-accuracy PPM scheme; large eddy simulation; turbulent combustion; immersed boundary method

^{*} Corresponding author; FAN Bao-chun

E-mail address: bcfan@mail.njust.edu.cn