第 30 卷 第 3 期
2010 年 5 月

爆 炸 与 冲 击
EXPLOSION AND SHOCK WAVES

Vol. 30, No. 3
May, 2010

文章编号: 1001-1455(2010)03-0262-07

可压缩多介质粘性流体和湍流的大涡模拟*

柏劲松,王 涛,邹立勇,李 平
(中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理国防科技重点实验室,四川 绵阳 621900)

摘要: 在可压缩多介质粘性流体动力学高精度计算方法 MVPPM(multi-viscous-fluid piecewise parabolic method)基础上,引入 Smagorinsky 和 Vreman 亚格子湍流模型,采用大涡数值模拟方法求解可压缩粘性流体 NS(Navier-Stokes)方程,给出适用于可压缩多介质流体界面不稳定性发展演化至湍流阶段的计算方法和二维计算程序 MVFT(multi-viscosity-fluid and turbulence)。在 2 种亚格子湍流模型下计算了 LANL(Los Alamos National Laboratory)激波管单气柱 RM 不稳定性实验,分析了气柱的形状、流场速度以及涡的特征,通过与 LANL 实验和计算结果的比较可知,Vreman 模型略优于 Smagorinsky 模型,MVFT 方法和计算程序可用于对界面不稳定性发展演化至湍流阶段的数值模拟。

关键词: 流体力学;大涡模拟;Navier-Stokes 方程;界面不稳定性;亚格子涡粘模型
中图分类号: O357 **国标学科代码**: 130·15 **文献标志码**: A

1 引 言

对于复杂湍流的研究,解析方法几乎无能为力,实验测量和数值模拟是研究复杂湍流的必要手段。湍流的数值模拟主要包括直接数值模拟(direct numerical simulation, DNS)、雷诺平均数值模拟(Reynolds averaged Navier-Stokes, RANS)和大涡数值模拟(large eddy simulation, LES)3 种。其中 LES 是基于网格尺度封闭模型及对大尺度涡进行直接求解 NS 方程,可以模拟湍流发展过程。近年来,湍流大涡数值模拟普遍接受的观念是:湍流统计特性能否与 DNS 或实验结果符合良好是衡量大涡数值模拟准确性的标准,而不是追求它与 DNS 结果的相关性[1-2]。大尺度脉动到小尺度脉动的能量传递是大涡数值模拟的关键量,只要亚格子模型正确模拟能量传递,大尺度脉动的统计量就基本上能够计算正确。

亚格子应力模型是湍流大涡模拟的核心问题,Smagorisky 模型就是参照雷诺平均模式最早提出的唯象涡粘模型,至今仍在使用。涡粘模型的最大优点是简单,调整模型系数能够保证模型的亚格子耗散与实际亚格子耗散一致,但是 Smagorisky 模型属于耗散型,在流场中任意一点都是从可解尺度湍流向不可解尺度湍流输送能量,即所谓正转,而不存在相反方向的能量传递,在实际复杂湍流中,已经发现可能存在局部正转。Smagorisky 模型总体上耗散过大,因此后来又出现了动力模型[3]、理性亚格子模型[4]等。另一种涡粘模式亚格子应力模型叫 Vreman 模型,由 A. W. Vreman[5]提出,该模型的耗散较 Smagorisky 模型小,在低雷诺数湍流混合层计算中的计算结果与动力模型基本一致,更接近于 DNS 的计算值。Vreman 模型保持了 Smagorisky 模型的优点,在湍流混合层和槽道湍流大涡模拟中得到推广使用[6]。

本文中以可压缩多介质粘性流体界面不稳定性诱发湍流混合研究为目的,在 MFPPM[7](multi-fluid piecewise parabolic method)和 MVPPM[8]基础上,利用 Smagorinsky 和 Vreman 亚格子湍流模型,采用大涡数值模拟方法求解可压缩流体 NS 方程,通过算子分裂分步计算,以多介质流体高精度(parabolic piecewise method)方法计算无粘流场,二阶空间中心差方法和两步 Rung-Kutta 时间推进相结合的方

* **收稿日期**: 2009-04-14; **修回日期**: 2009-07-07
基金项目: 国家自然科学基金项目(10772166);中国工程物理研究院科学技术发展基金项目(2008B0202011);国防科技工业技术基础质量与可靠性科研项目(Z112009B004)
作者简介: 柏劲松(1968—),男,博士,研究员。

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

法计算分子动力学粘性、湍流粘性以及热流部分对流场的影响,研制了适用于可压缩多介质流体界面不稳定性发展演化至湍流阶段的计算方法和二维计算程序 MVFT。文中在 2 种亚格子湍流模型下采用大涡模拟方法计算了在 LANL 激波管上进行的单气柱实验[9],给出了不同时刻气柱的高度和宽度,流场中 SF_6 上游边界、下游边界和涡边界处的速度以及涡的特征。通过与 LANL 实验和计算结果的比较可见,在单气柱激波管界面不稳定性诱发至湍流混合大涡数值模拟研究中,Vreman 模型和 Smagorinsky 模型计算的气柱形状基本一致,而在流场速度计算中 Vreman 模型的计算结果与实验更接近一些,比较 2 种模型计算涡的分布,Vreman 模型耗散小于 Smagorinsky 模型。通过比较和分析初步确认 MVFT 方法和计算程序可用于对界面不稳定性诱发湍流混合流动的大涡数值模拟。

2　控制方程和计算方法

2.1　基本控制方程

考虑热传导和粘性情况下的大涡模拟控制方程采用笛卡尔坐标系下的 NS 方程,经过 Faver 滤波得到,略去非线性项后的基本形式为

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \dfrac{\partial \bar{\rho}\tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \\ \dfrac{\partial \bar{\rho}\tilde{u}_i}{\partial t} + \dfrac{\partial \bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{u}_i}{\partial x_j} = -\dfrac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \dfrac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \\ \dfrac{\partial \bar{\rho}\bar{E}}{\partial t} + \dfrac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j\bar{E} + \bar{p}\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\dfrac{\partial q_j}{\partial x_j} + \dfrac{\partial(\tilde{u}_i\sigma_{ij})}{\partial x_j} \\ \dfrac{\partial \phi_s}{\partial t} + \tilde{u}_j\dfrac{\partial \phi_s}{\partial x_j} = 0 \qquad s = 1,2,\cdots,N-1 \end{cases} \tag{1}$$

式中:i、j 分别代表 x、y、z 等 3 个方向,相同的 i、j 表示求和,ρ、$\tilde{u}_k$ $(k = i, j)$、p 分别为密度、速度和压力,$\bar{E}$ 为单位质量的总能量,N 为介质的种类,ϕ_s 为第 s 种介质的体积分数,在含有 N 种不同介质的混合网格中,各体积分数满足 $\sum\phi_s = 1$。状态方程采用 $p = (\gamma - 1)\rho e + \gamma\pi$ 形式,对于气体,γ 为比热比 $(\gamma > 1)$,$\pi = 0$,对于液体和用冲击 Hugoniot 曲线描述的弹性密实介质,γ 为材料的拟合常数,π 为具有粘性张量量纲的材料常数。σ_{ij} 为有效粘性应力张量,$\sigma_{ij} = \mu_{\text{eff}}[\partial\tilde{u}_i/\partial x_j + \partial\tilde{u}_j/\partial x_i - (2/3)\delta_{ij}(\partial\tilde{u}_k/\partial x_k)]$,$\mu_{\text{eff}}$ 为湍流有效粘性系数,$\mu_{\text{eff}} = \mu_{\text{lam}} + \mu_{\text{sgs}}$,$\mu_{\text{lam}}$ 为流体动力粘性系数,μ_{sgs} 为亚格子粘性系数;q_j 为热传导在单位时间单位空间的能量流,$q_j = -\lambda_{\text{eff}}\partial\bar{T}/\partial x_j$,$\bar{T}$ 为流体温度,λ_{eff} 为有效导热系数,$\lambda_{\text{eff}} = \lambda_{\text{lam}} + \lambda_{\text{sgs}} = \mu_{\text{lam}}c_p/Pr_{\text{lam}} + \mu_{\text{sgs}}c_p/Pr_{\text{sgs}}$,$\lambda_{\text{lam}}$ 为流体导热系数,λ_{sgs} 为亚格子导热系数,c_p 为比定压热容,Pr_{lam} 和 Pr_{sgs} 为普朗特数,$Pr_{\text{lam}} = c_p\mu_{\text{lam}}/\lambda$,$Pr_{\text{sgs}} = c_p\mu_{\text{sgs}}/\lambda$,$\lambda$ 为热导率。

2.2　2 种亚格子应力模型

对于 Smagorinsky 模型,其亚格子粘性系数

$$\mu_{\text{sgs}} = 2C\rho\Delta^2|\bar{S}| \tag{2}$$

式中:$C = C_S^2$,C_S 为 Smagorinsky 模型常数,D. K. Lilly[10] 根据各向同性湍流特性确定模型常数 $C_S = 0.17$,Δ 为空间滤波尺度,$\bar{S}_{ij} = \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \dfrac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i}\right)$。

对于 Vreman 模型,其亚格子粘性系数

$$\mu_{\text{sgs}} = C_V\rho\sqrt{\frac{II_\beta}{\tilde{\alpha}_{ij}\tilde{\alpha}_{ij}}} \tag{3}$$

式中:$\tilde{\alpha}_{ij} = \partial\tilde{u}_j/\partial x_i$,$II_\beta = \beta_{11}\beta_{22} - \beta_{12}^2 + \beta_{11}\beta_{33} - \beta_{13}^2 + \beta_{22}\beta_{33} - \beta_{23}^2$,$\beta_{ij} = \sum_{m=1}^{3}\Delta_m^2\tilde{\alpha}_{mi}\tilde{\alpha}_{mj}$,$C_V$ 为 Vreman 模型常数,对于各向同性湍流,有 $C_V \approx 2.5C_S^2$,如果假设 $|\tilde{\alpha}| = |\bar{S}|$,则回到 Smagorinsky 模型。Vreman 模型在高雷诺数湍流混合层和槽道湍流计算中取 $C_S = 0.17$,$C_V = 0.07$,并建议 $C_S \in [0.1, 0.2]$,$C_V \in$

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

[0.025,0.1],本文中激波管界面不稳定性计算中取 $C_S = 0.17$, $C_V = 0.07$。

2.3 计算方法

采用算子分裂技术,将方程组(1)描述的物理过程分解为 3 个子过程进行计算,即整个流量的计算分解为无粘流量、粘性流量和热流量 3 部分。那么方程组(1)就可以分裂为如下的 2 个方程组

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \rho}{\partial t} + \dfrac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial x_j} = 0 \\ \dfrac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \dfrac{\partial \rho \bar{u}_i \bar{u}_i}{\partial x_j} + \dfrac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} = 0 \\ \dfrac{\partial \rho \overline{E}}{\partial t} + \dfrac{\partial (\rho \bar{u}_i \overline{E} + \bar{p}\bar{u}_j)}{\partial x_j} = 0 \\ \dfrac{\partial \rho_s}{\partial t} + \bar{u}_j \dfrac{\partial \rho_s}{\partial \bar{x}_j} = 0 \qquad s = 1,2,\cdots,N-1 \end{cases} \tag{4}$$

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \\ \dfrac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} = \dfrac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \\ \dfrac{\partial \rho \overline{E}}{\partial t} = -\dfrac{\partial q_i}{\partial x_j} + \dfrac{\partial (\bar{u}_i \sigma_{ij})}{\partial x_j} \\ \dfrac{\partial \rho_s}{\partial t} = 0 \qquad s = 1,2,\cdots,N-1 \end{cases} \tag{5}$$

对于无粘流量部分包括对冲击波、稀疏波及接触间断的计算,采用 PPM 方法求解方程组(4),对于多物质界面,由于不稳定性后期界面混乱甚至破碎,因此无法进行界面重构,采用 VOF(volume of fluid)追踪算法来捕捉,根据介质的体积分数区分界面附近的不同材料,采用压力一致、速度相同基本假定确定混合网格中的计算参量,具体推导过程见文献[8]。对于粘性流量和热流量的计算,考虑湍流的亚格子应力、牛顿流体粘性应力和能量流的影响,所以在求解方程组(4)的基础上,还需要求解方程组(5)。由于亚格子应力、牛顿流体粘性应力和能量流仅对流场的动量、能量和界面扩散产生影响,因此方程组(5)中第 1 个方程描述的质量保持守恒,离散求解时可以不予考虑,方程组(5)的第 2～4 个方程采用二阶空间中心差分方法计算,然后再利用两步 Rung-Kutta 方法进行时间推进,求解过程见文献[11]。

3 LANL 激波加载气柱不稳定性实验模型大涡模拟

C. A. Zoldi[9]在 LANL 激波管上进行激波加载重气柱实验,实验测试段的布局如图 1,1.2Ma 的空气冲击波作用于 SF_6 气柱,由于在空气和 SF_6 气柱界面处存在压力和密度梯度,因此在激波作用下的 RM 界面不稳定性发展演化产生涡结构,最后形成空气和 SF_6 气体的混合。涡通过速度的旋度进行计算,即 $\omega = \nabla \times v$。C. A. Zoldi[9]采用平面激光诱导荧光技术 PLIF(planar laser induced fluorescence)给出了实验观察到的 6 个时刻 SF_6 气柱形状,如图 2(a)所示,运用粒子图像速度仪 PIV(particle image velocimetry)技术给出了 SF_6 气柱 3 个测试部位的速度,并应用 RAGE 计算程序进行数值模拟,给出了对应时刻的计算图形,如图 2(b)所示。RAGE 是求解 Euler 方程的计算程序,忽略了气体

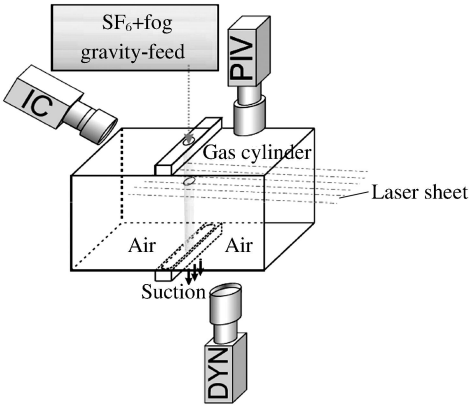

图 1 激波管测试段示意图

Fig. 1 Test section of the shock tube

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

的粘性和热效应,未考虑湍流模型。本文中根据第 2 节方法研制了用于求解 NS 方程的多介质粘性流体和湍流大涡模拟计算程序 MVFT,既考虑了气体的物理粘性和热效应,还加入湍流模型模拟湍流混合过程,从物理上更适用于模拟激波加载重气柱至混合实验模型。

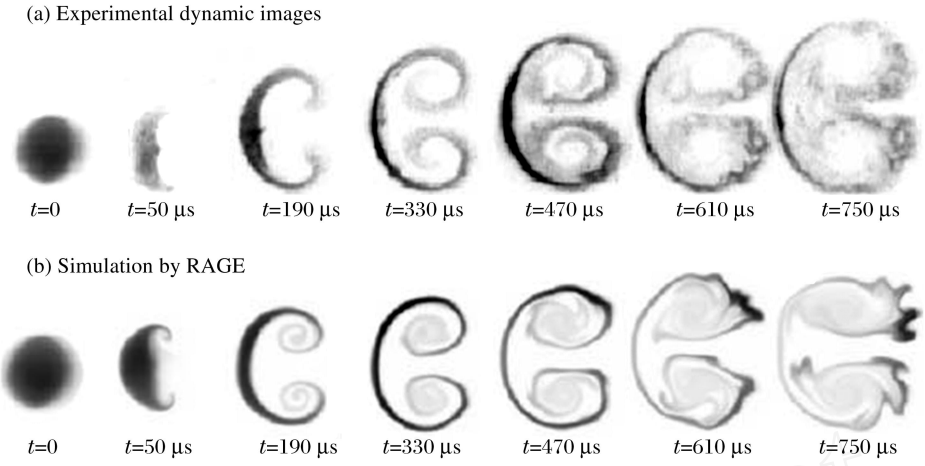

图 2 实验动态图像和 RAGE 模拟结果

Fig. 2 Experimental dynamic images and RAGE simulations at different times

计算采用的空气和 SF_6 气体参数如表 1 所示,普朗特数取为 0.67 和 0.7。在数值模拟中考虑到 SF_6 气柱在空气中的耗散,在 SF_6 和空气之间设置了一个高斯函数型的耗散界面过渡层 ITL (interface transition layer),如图 3 所示,过渡层内的密度运用高斯函数计算: $\rho(r) = \rho_2 e^{-(r-R_c)^2/\delta^2}$,其中 R_c = 0.12 cm, δ = 0.275 cm,计算区域网格为 600 ×100。计算采用 Smagorinsky 和 Vreman 亚格子湍流模型,分别给出了模型参数 C_S = 0.17 和 C_V = 0.07 时 SF_6 气柱各对应时刻的密度、涡等位图,如图 4、5 所示。定性比较 2 模型给出的密度和涡图形,在早期区别较小,只是在后期图形出现明显差异,在750 μs 时刻 Vreman 模型给出的 SF_6 气柱形状与相同时刻实验图形更接近一些,为了定量比较 2 种亚格子应力模型计算结果以及与实验和 RAGE 计算结果,图 6 中给出了 SF_6 气柱在几个时刻的宽度 l 和高度 h 的比较,从图 6 可见,RAGE 的计算结果偏离实验最大,MVFT 所用的 2 个亚格子模型计算结果基本一致,均较 RAGE 接近实验值,但实验值均大于 2 程序的计算结果;对于流场中 SF_6 气柱运动速度的比较,给出了图 7 中定义的 UE(upstream edge)、DE(downstream edge)和 VE(vortex edge)3 个位置的位移历史,图 7(a)、(b)分别为 Smagorinsky 模型和 Vreman 模型的计算结果,表 2 列出了 3 个位置平均运动速度 v_{UE}、v_{DE}、v_{VE}的 MVFT 计算值、实验值和 RAGE 程序计算值。通过比较可见,MVFT 计算中 Vreman 模型(VM)给出的速度值大于 Smagorinsky 模型(SM),但均小于 RAGE 程序的计算值,MVFT 和 RAGE 的计算值均远小于实验值。

表 1 空气和 SF_6 计算参数[9]

Table 1 Computational parameters for air and SF_6 [9]

材料	ρ (kg/m^3)	p/kPa	v_x/(m/s)	v_y/(m/s)	γ	μ (μPa·s)
SF_6	4.840 0	80.0	0	0	1.09	15.49
空气	0.950 0	80.0	0	0	1.40	18.62
冲击波空气	1.274 5	121.1	104.9	0	1.40	18.62

对于计算和实验差异,C. A. Zoldi[9]认为实验中空气冲击波马赫数略大于 1.2 是造成实验值偏大的原因之一,另外如果实验所用的 SF_6 气柱密度小于计算所取的 SF_6 气柱密度也会导致实验值偏大;由于 MVFT 考虑了气体的物理粘性、热效应以及湍流模型,因此其计算值小于 RAGE 的计算值是合理的;对于 MVFT 所用的 2 个亚格子模型计算的差异,则是由于 Vreman 模型的耗散小于 Smagorinsky

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

模型所引起,通过图 8 比较 470 μs 时刻经过最大涡中心沿 x 方向的分布图可以进一步证实,前者的涡峰大于后者,最左边的负峰值和正峰值则分别对应界面过渡层中上游边界和下游边界位置。

表 2 运动气柱速度

Table 2 Velocities of the evolving cylinder

方法	v_{UE}/ (m/ s)	v_{DE}/ (m/ s)	v_{VE}/ (m/ s)
文献[1]实验结果	85.1	81.8	96.3
文献[1]RAGE 计算结果	78.9	76.3	90.7
本文 MVFT(SM)计算结果	76.4	74.7	86.4
本文 MVFT(VM)计算结果	78.2	75.7	87.5

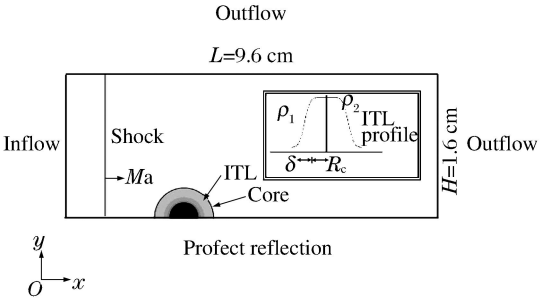

图 3 高斯函数型耗散界面过渡层

Fig. 3 Gaussian interfacial transition layer

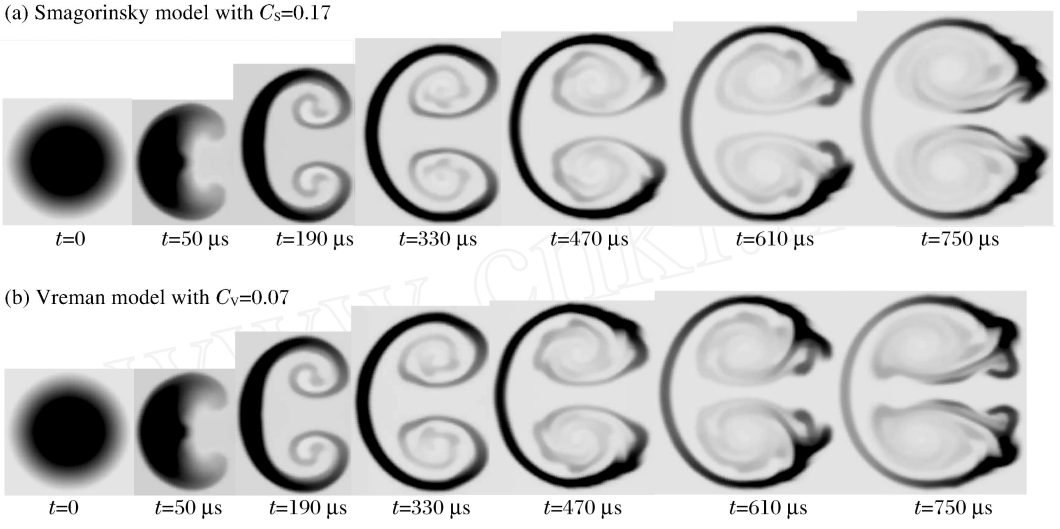

图 4 不同时刻 MVFT 计算的密度等位图

Fig. 4 Density contour images by MVFT at different times

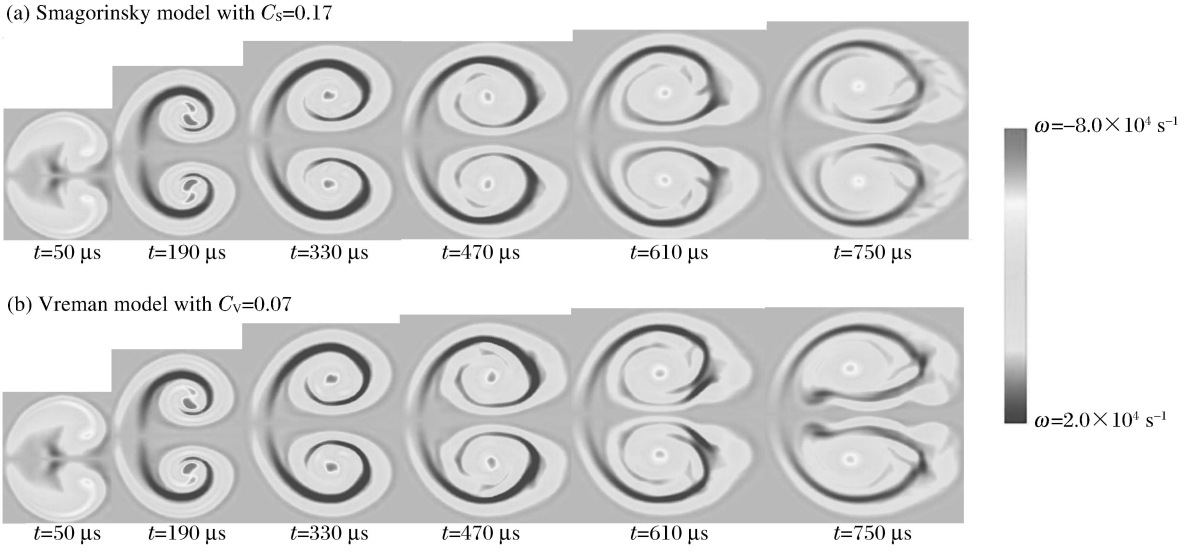

图 5 不同时刻 MVFT 计算的涡等位图

Fig. 5 Vortex contour images by MVFT at different times

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

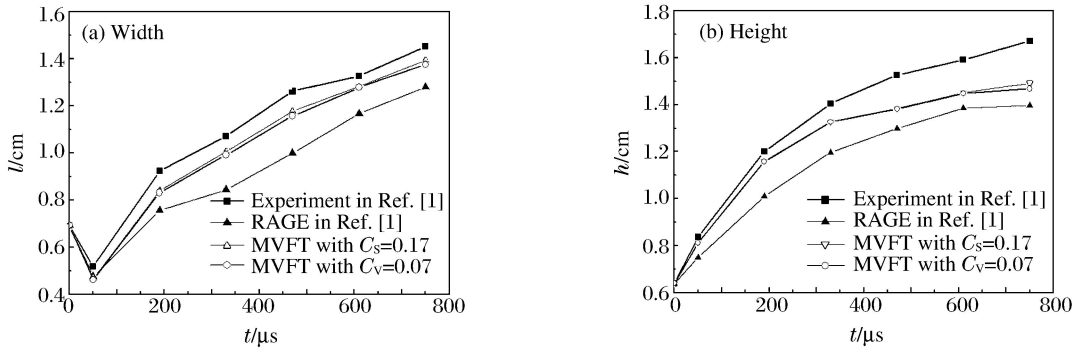

图 6　SF_6 气柱宽度和高度的实验和计算结果

Fig. 6　Width and height measurements and calculations of the SF_6 evloving cylinder

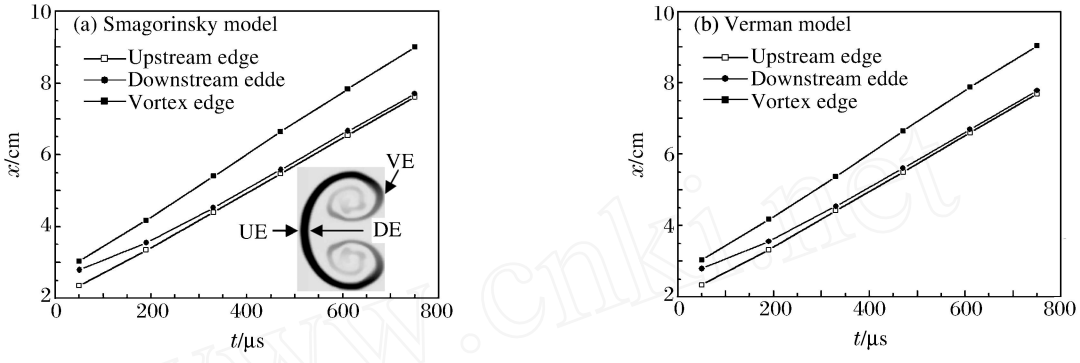

图 7　SF_6 气柱上游、下游和涡边界的位置

Fig. 7　Location and displacement of the upstream edge(UE) , the downstream edge(DE) , and the vortex edge(VE) on the SF_6 evolving cylinder

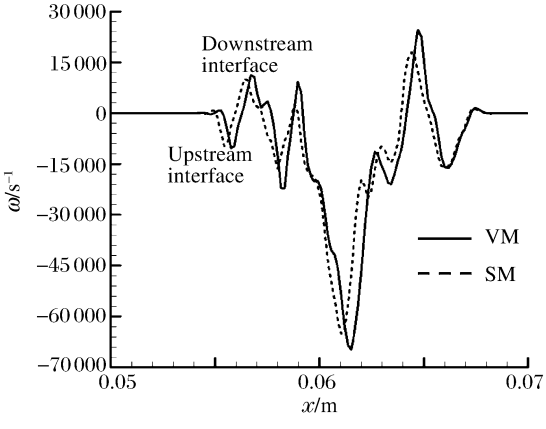

图 8　470 μs 时刻过最大涡中心沿 x 方向分布图

Fig. 8　Vorticity profile alone the x axis through the maximum vorticity at t = 470 μs

4　结　论

(1) 将 Smagorinsky 和 Vreman 亚格子模型引入到可压缩多介质粘性流体动力学高精度计算程序 MVP-PM 中,实现了 RM 界面不稳定性后期湍流混合的大涡数值模拟,研制了适用于可压缩多介质流体界面不稳定性发展演化至湍流阶段的计算方法和二维计算程序 MVFT; (2) 分析了 Smagorinsky 和 Vreman 涡粘型亚格子模型对能量的耗散,通过对 LANL 激波管单气柱 RM 不稳定性实验中气柱上下游边界、涡边界速度的定量计算及与实验和 RAGE 程序计算结果比较可见, Vreman 亚格子模型对能量的耗散小于 Smagorinsky 模型; (3) RM 界面不稳定性后期湍流混合大涡数值模拟还存在一些不确定因素, Smagorinsky 模型和 Vreman 模型不包含转捩机制,模型选取和模型参数选择具有不唯一性等。

参考文献:

[1]　Jimenez J , Moser R D. Large-eddy simulation: Where are we and what can we expect ? [J]. AIAA Journal , 2000 , 38(4) :605-612.

[2]　Pope S. Ten questions concerning the large eddy simulation of turbulent flows[J]. New Journal of Physics , 2004 ,6 (1) :1-24.

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

[3] 张兆顺,崔桂香,许春晓. 湍流理论与模拟[M]. 北京:清华大学出版社,2005.
[4] Cui G X, Zhou H B, Zhang Z S. A new dynamic subgrid eddy viscosity model with application to tubulent channel flow[J]. Physics of Fluids, 2004,16(8):2835-2942.
[5] Vreman A W. An eddy-viscosity subgrid-scale model for turbulent shear flow: Algebraic theory and applications [J]. Physics of Fluids, 2004,16(10):3670-3681.
[6] Park N, Lee S, Lee J, et al. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model with a global model coefficient[J]. Physics of Fluids, 2006,18(2):125109.
[7] Bai J S, Li P, Zhang Z J, et al. Application of the high-resolution Godunov method to the multifluid flow calculations[J]. Chinese Physics, 2004,13(12):1992-1997.
[8] 柏劲松,李平,王涛,等. 可压缩多介质粘性流体的数值计算[J]. 爆炸与冲击,2007,27(6):515-521.
BAI Jing-song, LI Ping, WANG Tao, et al. Computation of compressible multi-viscosity-fluid flows[J]. Explosion and Shock Waves, 2007,27(6):515-521.
[9] Zoldi C A. A numerical and experimental study of a shock accelerated heavy gas cylinder[D]. New York: Applied Mathematics and Statistics, State University of New York at Stony Brook, 2002.
[10] Lilly D K. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments[C]//Goldstine H H. Proceedings of IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Sciences. Yorktown Heights, New York, 1967:195-210.
[11] 柏劲松,李平,邹立勇,等. 界面不稳定性引起混合过程的二维数值计算[J]. 力学学报,2008,40(4):464-471.
BAI Jing-song, LI Ping, ZOU Li-yong, et al. Two-dimensional simulation of the mixing induced by interface instabilities[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2008,40(4):464-471.

Large eddy simulation for the multi-viscosity-fluid and turbulence *

BAI Jing-song, WANG Tao, ZOU Li-yong, LI Ping
(National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, Sichuan, China)

Abstract: Based on the multi-viscous-fluid piecewise parabolic method, the Smagorinsky and Vreman subgrid eddy viscosity models were employed to the Navier-Stokes equations. A two-dimensional computational code MVFT(multi-viscosity-fluid and turbulence) was developed for computing the multi-viscosity-fluids and the turbulent induced by the fluid interface instability. By applying the developed MVFT code, numerical computations were conducted by the Smagorinsky and Vreman subgrid eddy viscosity models, respectively to simulate the Richtmyer-Meshkov instability experiment of a shock-accelerated heavy gas cylinder in LANL. The heavy gas column shapes, the flow field velocities and the vortex properties were analyzed and compared with the existent experimental and calculated results. It is indicated that the Vreman subgrid eddy viscosity model is superior to the Smagorinsky's in this simulation. The developed MVFT method and code are suitable for simulating the interface instability and turbulence mixing complex process.

Key words: fluid mechanics; large eddy simulation; Navier-Stokes equation; interface instability; subgrid eddy viscosity model

* Received 14 April 2009; Revised 7 July 2009
Supported by the National Natural Science Foundation of China (10772166)
Corresponding author: BAI Jing-song, bjsong_mail@21cn.com

(责任编辑 曾月蓉)

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net