

文章编号: 1000-6893(2001)03-0247-03

# 混合流场控制的大涡模拟

林国华, 傅德薰, 庄达民

(中国科学院力学研究所, 非线性力学国家重点实验室, 北京 100080)

## LARGE-EDDY SIMULATION OF A SPATIALLY DEVELOPING MIXING LAYER CONTROL

LIN Guo-hua, FU De-xun, ZHUANG Da-min

(LNM, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

**摘要:** 采用大涡模拟方法研究了三维小扰动下, 混合流场大尺度拟序结构的产生和演化过程, 捕捉了展向涡的卷起、配对、合并, 以及二次流向涡的出现等大尺度的三维拟序结构, 分析了拟序结构与入口扰动方式之间的内在联系, 再现了涡卷自身撕裂而引发转捩的现象。

**关键词:** 混合流场; 拟序结构; 混合转捩; 大涡模拟

**中图分类号:** V211.3 **文献标识码:** A

**Abstract:** Large-eddy simulations of a three-dimensional spatially developing mixing layer are conducted to investigate the origin of the vortex structure of the mixing layer and its evolution to different inlet initial disturbances. The coherent structure, such as the spanwise vortices (rollers), the pairing of the rollers (i.e. corotation and amalgamation of neighboring rollers) and the secondary streamwise vortex structure have been observed in the present simulation. These results suggest that there is an inherent relation between the large-scale vortex structure and the inlet initial disturbances. A transition to turbulence triggered by vortices tearing has also been observed. The mechanisms responsible for the growth of three-dimensionality and onset of transition to turbulence lay the foundations of controlling the evolution of the mixing layer.

**Key words:** mixing layer; coherent structure; mixing transition; large-eddy simulation

混合流场是普遍存在于实际应用中的流动现象, 研究混合流场的流动机制, 可以对流场加以利用和控制, 使混合流场朝人们所希望的形式发展。

混合流场的数值模拟研究的是混合层的卷起、涡旋的出现和演变的完整的非线性过程。近几年来, 尽管对混合流场的涡结构的研究无论在实验方面, 还是在数值模拟方面都取得了较大的进展<sup>[1-5]</sup>, 但至今对混合转捩的细节仍不十分清楚, 许多结论包含推测成份, 一些时间发展下得到的二次失稳等涡结构虽然在定性上与实验流动显示的图像基本一致, 但最理想的做法是对三维空间发展平面混合流的混合转捩过程进行直接数值模拟。本文采用大涡模拟 (LES——Large Eddy Simulation) 的方法对混合流场涡结构的空问发展过程进行了较详细的研究, 再现了Weygant和Mehra(1995)在对不可压混合流场测量时的结果: 混合流场的三维结构强烈地依赖于入口条件<sup>[1]</sup>。通过对入口条件的分析, 捕捉了展向涡的卷起、配对、合并, 以及二次流向涡的出现等大尺度的三维拟序结构, 分析了拟序结构与入口扰动方

式之间的内在联系, 尤其是再现了涡卷自身撕裂而引发转捩的现象<sup>[2]</sup>。

### 1 数值方法

混合流场的控制方程可以采用无量纲形式的 Navier-Stokes 方程

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \end{cases} \quad (1)$$

定义滤波后的尺度分布  $\bar{f}$  如下

$$\bar{f}(x) = \int_{\Omega} G(x, x') f(x') dx' \quad (2)$$

则方程(1)经过滤波式(2)为

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{1}{Re} + \nu_t \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right] \end{cases} \quad (3)$$

其中:  $\nu_t = (C\Delta)^2 |\bar{S}|$ ;  $\Delta$  是滤波宽度;  $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{\frac{1}{3}}$ ;  $|\bar{S}| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ ;  $S_{ij} = \frac{1}{2}$

$\left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$ ;  $C$  的确定由 Smagorinsky 模型 ( $C = 0.17 - 0.23$ ) 或由 Gemano 等式 ( $L_{ij} = T_{ij} - \tau_{ij}$ ) 给出。

沿时间推进, 对流项与部分大涡模拟项 ( $H$ ) 采用 Adams-Bashforth 格式; 扩散项与部分大涡模拟项采用 Crank-Nicholson 格式, 即式(3)为

$$\frac{\bar{u}_i^{n+1} - \bar{u}_i^n}{\Delta t} = \frac{3}{2} H_i^n - \frac{1}{2} H_i^{n-1} + \frac{1}{2} \left( \frac{1}{Re} + \nu_t \right) \times \left[ \frac{\partial (\bar{u}_i^{n+1})}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial (\bar{u}_i^n)}{\partial x_j \partial x_j} \right] - \frac{\partial \bar{u}_i^{n+1}}{\partial x_i} \quad (4)$$

将方程(4)分解为

$$\frac{\tilde{u}_i - \bar{u}_i^n}{\Delta t} = \frac{3}{2} H_i^n - \frac{1}{2} H_i^{n-1} + \frac{1}{2} \left( \frac{1}{Re} + \nu_t \right) \times \left[ \frac{\partial (\tilde{u}_i)}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial (\bar{u}_i^n)}{\partial x_j \partial x_j} \right] \quad (5a)$$

$$\frac{\tilde{u}_i^{n+1} - \tilde{u}_i}{\Delta t} = - \frac{\partial \phi^{n+1}}{\partial x_i} \quad (5b)$$

要求  $n+1$  时层速度场满足连续方程, 即:  $\text{div}(\tilde{V}^{n+1}) = 0$ , 由方程(5b)得压力 Poisson 方程

$$\nabla^2 \phi^{n+1} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} \quad (6)$$

求解过程如下: 由式(5a)求出中间速度场  $\tilde{u}_i$ ; 将中间速度场  $\tilde{u}_i$  代入式(6); 求出压力场  $\phi$  再由式(5b)求出  $n+1$  时层的速度场。重复上述步骤, 直到达到精度要求。

### 2 初始边界条件

进口 Dirichlet 条件(双曲正切速度分布); 速度比:  $\lambda = 0.33$ ; 法向 Free-slip 条件; 展向 Periodic 条件:  $\mathcal{Q}(n1, j, k) = \mathcal{Q}(1, j, k)$ ; 出口 Nonreflecting 条件; 对流速度:  $U_c = (U_1 + U_2)/2$ ;  $Re$  数:  $Re = U_c \theta / \nu = 2000$ ; 动量积分厚度:  $\theta(x_3) = \frac{1}{(U_1 - U_2)^2} \int (U_1 - \langle \bar{u} \rangle) (\langle \bar{u} \rangle - U_2) dy$ ;

计算区域:  $\left( \frac{2\pi}{k_z} \times 8 \right) \times \left( \frac{2\pi}{k_z} \times 2 \right) \times \left( \frac{2\pi}{k_z} \times 2 \right)$  (流向  $\times$  展向  $\times$  法向); 最不稳定波数:  $k_z = 0.652$ ; 网格:  $129 \times 33 \times 65$ ; 扰动方式:  $V = (A_1 \cos(k_z t) + A_2 \cos\left(\frac{k_z}{2} t + \phi\right) \cos(k_x x)) F(y)$ ; 扰动幅值:  $A = 0.02 \sim 0.1$ ; 分布函数  $F(y)$  采用 Gaussian 型分布。

### 3 混合层流场的大涡模拟

根据线性稳定性理论的分析结果, 直接在混合流场的入口引入三维小扰动, 研究拟序结构与

入口扰动方式之间的内在联系。在基本模扰动和亚谐波扰动下, 混合层由于不稳定, 发生一次失稳和二次失稳, 所形成的二维涡结构同样对三维的扰动是不稳定的, 在展向施加扰动, 导致三维扰动的失稳方式, 从而造成了缠绕在展向涡上的流向涡对形式的三维复杂涡结构的出现(图1, 图2)。从图1(c)可以看到, 展向涡发生了扭曲、变形, 正是由于展向涡在展向相位的不均匀, 出现周期性变形, 导致流动在展向出现剪切, 并在展向涡瓣处出现流向涡对(图1(a), 图1(b), 图2), 它们从前一个展向涡的底部发展到后一个展向涡的顶部(图2)。该计算结果与 Bernal 和 Roshko 的实验结论<sup>[3]</sup>及 Rogers 和 Moser 在时间发展下的数值模拟结果<sup>[4]</sup>在定性上是一致的。从图2中还可以看到, 流向涡沿流向其量值是不断增加的, 从初期  $\omega = 0.02$  发展到后期  $\omega = 0.21$ , 与展向涡处于同一量级 ( $\omega = 0.25$ ), 这进一步说明了三维复杂涡结构。整个剪切混合层的发展主要受大涡的演化所控制。

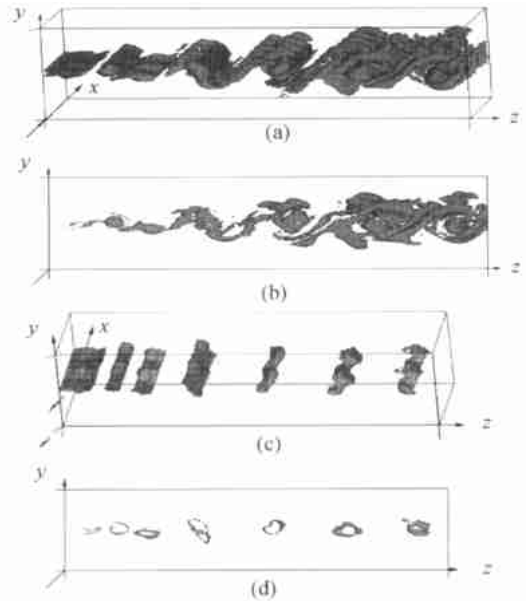


图1 三维涡结构及其空间演化过程

- (a) 展向涡  $\omega = 0.25$  叠加流向涡  $\omega = 0.12$  的三维等值面图;
- (b) 图(a)的主视图;
- (c) 展向涡  $\omega = 0.25$  的三维等值面图;
- (d) 图(c)的主视图

Fig 1 Vortex structure of a plane mixing layer and its evolution

- (a) oblique view, iso surface of spanwise vortex structure ( $\omega = 0.25$ ) with predominantly streamwise vortex structure ( $\omega = 0.12$ ) in the braid regions;
- (b) frontal view of view (a);
- (c) oblique view, iso surface of spanwise vortex structure ( $\omega = 0.25$ );
- (d) frontal view of view (c)

混合层的空间发展过程还可以采用动量积分

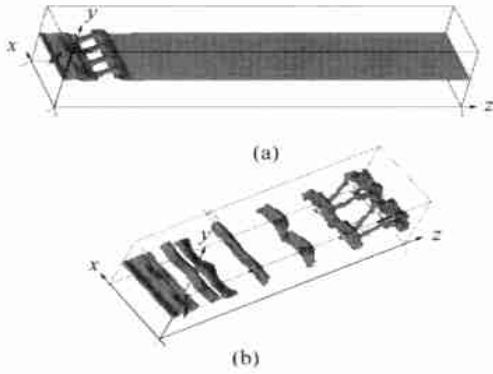


图2 流向涡结构的三维等值面  
(a)  $\omega = 0.02$ ; (b)  $\omega = 0.21$

Fig. 2 Isosurface of streamwise vortices resulting from 3-D disturbances

厚度进行定量分析。图3给出了3种不同扰动下混合层动量积分厚度沿流向的变化规律,从图3可以看到,动量积分厚度与拟序结构的尺度成正比的关系,在展向涡的出现、涡的配对与合并过程中,动量积分厚度具有较大的增长率,当展向涡饱和后,动量积分厚度增长趋于缓慢,但三维的扰动由于出现了流向涡,动量积分厚度仍保持一定的增长率。

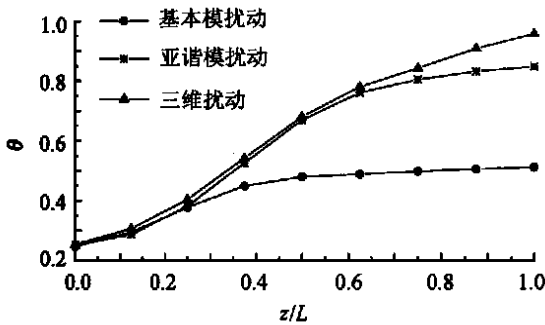


图3 动量积分厚度沿流向分布

Fig. 3 Development of momentum thickness

随着向下游流向距离的增加,在经过2到3次的涡配对、合并过程以后,剪切混合层出现了缠绕在展向涡上的流向涡对等复杂三维涡结构,这又可能导致更高一级失稳,这将使得流场中的大尺度的涡结构破裂成为小尺度的涡结构,这是通常自然转捩过程的分析结果。对于涡卷自身撕裂而引发转捩的情况,数值模拟还很少见到,一般认为它是在很窄的相差范围内才能出现。在对上述计算结果与入口初始条件间的内在关系分析的基础上,本文通过调节三维扰动的幅值和相位,数值模拟了这类流动现象(图4)。由图中可以看到,流场大尺度涡结构由扭曲、拉伸、变形形成小尺度涡结构的过程。虽然亚谱扰动依然存在,但没有出现

涡的配对和合并现象,变形涡直接通过自身的撕裂形成了小尺度涡。一旦在剪切混合层中产生小尺度结构,混合层的厚度突然加厚,混合过程急剧增加,整个流场由小尺度的涡结构所控制。



图4 涡卷自身撕裂引发的转捩

Fig. 4 A transition to turbulence triggered by vortices tearing

#### 4 结束语

采用大涡模拟的方法研究了混合流场涡结构在三维入口扰动下的产生及其空间发展的演化过程。在三维的扰动下,即在展向也施加扰动,出现缠绕在展向涡上的流向涡对形式的三维复杂涡结构。涡的合并和卷吸是混合层厚度增加的主要原因之一。在一定三维扰动条件下,涡卷自身撕裂而引发的转捩虽然仅出现在相位差很窄的范围内,但却为增加两股流体的混合提供了一个控制途径。

#### 参 考 文 献

- [1] Weygandt J H, Mehta R D. Three-dimensional structure of straight and curved plane wake[J]. J Fluid Mech, 1995, 282: 279~ 311.
- [2] Monkewitz P A. Subharmonic resonance, pairing and shredding in the mixing layer[J]. J Fluid Mech, 1988, 188: 223~ 252.
- [3] Bernal L P, Roshko A. Streamwise vortex structure in plane mixing layers[J]. J Fluid Mech, 1986, 170: 499~ 525.
- [4] Rogers M M, Moser R D. The three-dimensional evolution of a plane mixing layer: the Kelvin-Helmholtz rollup[J]. J Fluid Mech, 1992, 243: 183~ 226.
- [5] Collis S S, Lele S K, Moser R D, et al. The evolution of a plane mixing layer with spanwise nonuniform forcing[J]. Phys Fluids, 1994, 6(1): 381~ 396.

作者简介:



林国华(1966~) 男,博士,现为北京航空航天大学飞机设计所副研究员,研究方向为复杂流动的数值模拟。