

基于延迟脱体涡模拟方法对 Gurney 襟翼分离流动的数值模拟*

Numerical Simulation of Separated Flow Over Gurney Flap Based on DDES

中国商飞北京民用飞机技术研究中心 夏明 张晓东 钟伯文

[摘要] 采用基于 $k-\omega$ sst 湍流模型的延迟脱体涡模拟 DDES (Delayed-Detached Eddy Simulation) 混合算法对施加 Gurney 襟翼的两段翼进行了数值模拟, 重点讨论了 DDES 与非定常雷诺平均方法 URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes) 对 Gurney 襟翼分离绕流的数值模拟能力, 并与试验结果进行对比。计算结果表明 DDES 方法结合了 URANS 与大涡模拟 LES (Large Eddy Simulation) 的优点, 在分离流场脱体涡模拟方面具有优势, 在 Gurney 襟翼的流场研究中体现出更强的模拟能力。

关键词: 延迟脱体涡模拟 Gurney 襟翼 $k-\omega$ sst 湍流模型 分离流动

[ABSTRACT] Turbulent flow over a Gurney flap is simulated using a hybrid method DDES (Delayed-Detached Eddy Simulation) based on $k-\omega$ sst model. The method combines the power URANS in the attached layers with the power of LES in separated flow regions. The numerical results indicate that the DDES model can forecast the separation and the vortex flow more accurately and provide more reasonable force coefficients. The results show DDES methods are very efficient to deal with the separated flow over Gurney flap.

Keywords: DDES Gurney flap $k-\omega$ sst turbulence model Separated flow

Gurney 襟翼放置于多段翼主翼后缘, 是一种构造简单而增升效果特别显著的增升部件, 由于它在改善多段翼气动性能方面具有很大作用, 20 世纪 80 年代以来国内外对 Gurney 襟翼进行了大量试验和数值研究^[1-5]。目前在 Gurney 襟翼研究中采用较多的是求解雷诺平均 N-S 方程组方法, 在附体和小分离流动中, RANS 可以取得较好结果, 但难以准确模拟大范围分离流动。为克服这一缺点, 人们发展了可直接求解大尺度运动并仅

模拟小尺度运动的大涡模拟方法 LES, 但在边界层模拟中, LES 需要计算资源较高, 且不能完全分辨出近壁流动结构, 边界层分离模拟并不准确。

为克服 RANS 与 LES 在模拟分离流动方面的缺陷, 近年来发展了 RANS/LES 混合算法, 其中经典的混合算法为 DES 算法 (Detached Eddy Simulation), 通过对湍流模型的修正, 使混合算法在近壁面表现为 RANS 特征, 在远离物面处体现 LES 亚格子尺度模型的作用。但 DES 混合算法对网格具有敏感性^[6], 网格在附面层内的不恰当加密会使得混合算法在附面层内以 LES 方式模拟, 但其网格尺度远大于 LES 所要求的尺度, 从而引起模型应力损耗 (MSD), 甚至出现非物理分离现象^[7]。针对此类问题的解决方法是在附面层内进行参数延迟控制, 保证在附面层内采用 RANS 而不是 LES, 从而最大程度避免了模型应力损耗问题, 这种混合算法的改进称为 DDES (Delayed Detached Eddy Simulation), 即“延迟脱体涡模拟”。这种 DDES 混合算法近年来得到迅速发展, 成功应用于多段翼^[8]等领域。本文采用 DDES 混合算法研究了施加 Gurney 襟翼的多段翼绕流, 通过对比试验数据, 分析 DDES 混合算法对 Gurney 襟翼分离流动的数值模拟。

1 数值方法

1.1 控制方程

本文运用有限体积法求解三维非定常 N-S 方程, 直角坐标系下的三维非定常 N-S 方程的积分守恒形式为:

$$\iiint_{\Omega} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} dV + \iint_{\partial\Omega} \overline{\mathbf{H}} \cdot \mathbf{n} dS = \iint_{\partial\Omega} \overline{\mathbf{H}_v} \cdot \mathbf{n} dS \quad (1)$$

列向量为:

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{pmatrix}, \quad \overline{\mathbf{H}} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u q + p I_x \\ \rho v q + p I_y \\ \rho w q + p I_z \\ \rho H q \end{pmatrix}$$

* 中国商飞公司前沿课题(12GS08)资助。

$$\overline{\mathbf{H}}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx}\mathbf{I}_x + \tau_{xy}\mathbf{I}_y + \tau_{xz}\mathbf{I}_z \\ \tau_{xy}\mathbf{I}_x + \tau_{yy}\mathbf{I}_y + \tau_{yz}\mathbf{I}_z \\ \tau_{xz}\mathbf{I}_x + \tau_{yz}\mathbf{I}_y + \tau_{zz}\mathbf{I}_z \\ \beta_x\mathbf{I}_x + \beta_y\mathbf{I}_y + \beta_z\mathbf{I}_z \end{pmatrix} \quad (2)$$

式中, Ω 为流场中体积; S 为表面积; \mathbf{n} 为单位外法向矢量; τ_{xx} 、 τ_{yy} 、 τ_{zz} 、 τ_{xy} 、 τ_{xz} 、 τ_{yz} 为黏性应力分量, 湍流黏性系数由湍流模型给出, 总的黏性系数为层流黏性系数和湍流黏性系数之和。

控制方程的空间离散无粘通量采用 Roe 平均迎风通量差分分裂 (FDS) 格式, 粘性通量项用中心差分格式离散, 非定常计算采用双时间法^[9], 计算中引入伪时间项, 采用双时间迭代。

1.2 $k-\omega$ sst 湍流模型

流场数值求解采用 Menter $k-\omega$ sst 两方程湍流模型, 模型方程为:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \omega)}{\partial x_i} = \alpha \rho S^2 - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right) + 2(1-F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (4)$$

其中, 混合函数 F_1 定义为:

$$F_1 = \tanh \left(\left(\min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega d}, \frac{500 \mu}{\rho d^2 \omega} \right) \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} d^2} \right) \right)^4 \right) \quad (5)$$

其中, 交叉扩散项 $CD_{k\omega}$ 定义为:

$$CD_{k\omega} = \max \left(\frac{2 \rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{2k}{\partial x_i} \frac{2\omega}{\partial x_i}, 10^{-20} \right)$$

M-SST 模式的涡粘系数由下式给出:

$$v_t = \alpha_1 k / \max(\alpha_1 \omega, S F_2) \quad (6)$$

其中, 常数 $\alpha_1 = 0.31$, F_2 为另一混合函数, 定义为:

$$F_2 = \tanh \left(\left(\max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega d}, \frac{500 \mu}{\rho d^2 \omega} \right) \right)^2 \right) \quad (7)$$

式中, \tilde{P}_k 为 k 方程中的湍流生成项; 模式中系数通过以下关系获得:

$$a = a_1 F_1 + a_2 (1 - F_1), \quad \sigma_{k1} = 0.85, \quad \sigma_{\omega 1} = 0.5, \quad \beta_1 = 0.075, \\ \gamma_1 = 0.553, \quad \sigma_{k2} = 1.0, \quad \sigma_{\omega 2} = 0.856, \quad \beta_2 = 0.0828, \quad \gamma_2 = 0.44.$$

1.3 DDES 方法

相对于传统的 URANS 湍流模拟方法, DDES 混合算法可以更好地捕捉分离流动与流场细节。将上述两方程湍流模型中的 k 方程修改为:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega \cdot F_{DES} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

式中, $F_{DES} = \max \left(\frac{L_t}{C_{DES\Delta}} (1 - F_{SST}), 1 \right)$ 。

此处, $L_t = \sqrt{k} / \beta^* \omega$, $\Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ 是网格中心到相邻单元中心距离中最大的一个。其中 $F_{SST} = 0$, F_1 或 F_2 , $F_{SST} = 0$ 为经典 DES, $F_{SST} = F_1$ 或 F_2 时为 DDES 算法。由于 F_2 转换比 F_1 更为光滑, 并且稳定性较好, 因此得到更多的应用^[10], 本文研究使用 $F_{SST} = F_2$ 的 DDES 方法。

2 计算结果与分析

2.1 干净多段翼模拟

首先比较 DDES 算法与 URANS 算法对干净多段翼模拟能力。以 NACA63(2)-215B 两段翼为例, 计算雷诺数 3.7×10^6 , 马赫数 $Ma = 0.2$ 。该翼型襟翼收起时巡航状态参考弦长为 c , 计算 DDES 与 URANS 均采用相同的 C-H 多块网格, 网格上下取 $15c$, 来流上游方向与下游方向取 $20c$, 最靠近物面的一层法向网格间距为 $10^{-5}c$, 整个三维网格总单元数为 2.9×10^6 。

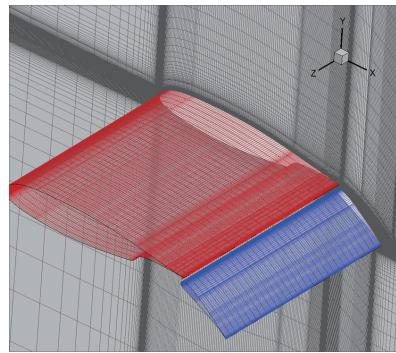


图1 NACA63(2)-215B 三维计算网格
Fig.1 NACA63(2)-215B computational grids

DDES 混合算法通过结合 RANS 和 LES 的优点, 可以比较快速而有效地模拟工程应用中常见的大范围分离流动。多段翼失速后的绕流具有大范围分离后的尾流和脱体涡, 观察失速后的流场状态和气动特性。图 2 为两个失速迎角状态 $\alpha = 14^\circ$ 和 $\alpha = 16^\circ$ 流线对比, 可以看到即便是相同的计算网格, 在产生大分离流动时, DDES 在失速绕流的流动方向可以捕获到更细致的涡系结构, 而 URANS 得到的漩涡结构更为单一和平滑。观察流场与力系数可以发现 URANS 不能准确模拟分离流动的三维和非定常特性, 而 DDES 则很好地模拟出绕流在失速分离流动中的细致漩涡运动。

2.2 施加 Gurney 襟翼的多段翼模拟

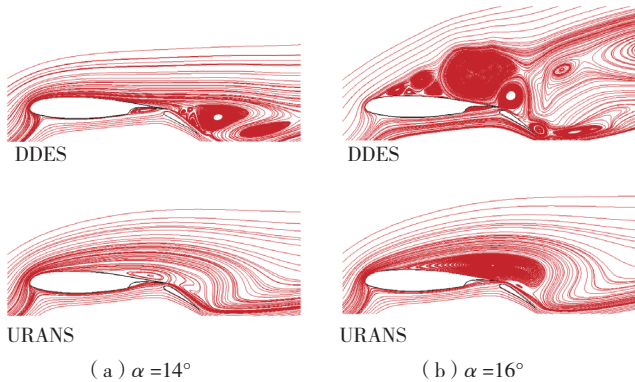


图2 干净多段翼展向截面流线

Fig.2 Flow streamlines in the cross section with no Gurney flap

以施加 Gurney 襟翼的 NACA63 (2)-215B 两段翼为例,比较 DDES 算法与 URANS 算法对 Gurney 襟翼的模拟能力,该模型曾用于 NASA Ames 中心进行 Gurney 襟翼的风洞试验^[11]。计算状态为:迎角 $0^\circ \sim 16^\circ$,雷诺数 3.7×10^6 ,马赫数 $Ma=0.2$ 。Gurney 襟翼应用于 NACA63 (2)-215B 两段翼并垂直于主翼翼型弦线方向,宽度 $0.05\%c$,GF 右侧距主翼后缘的距离和高度分别为 d 和 h ,计算中均取值为 $1\%c$,图 3 为 Gurney 襟翼几何尺寸与计算网格。翼型表面按绝热无滑移固壁边界处理,计算域采用一维 Riemann 不变量处理远边界。

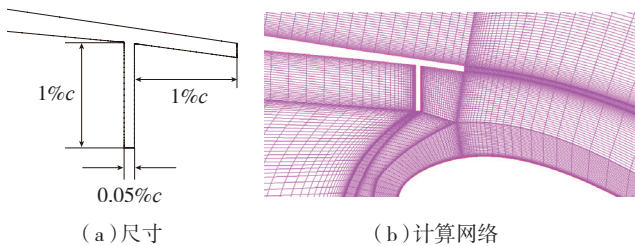


图3 Gurney襟翼尺寸与计算网格

Fig.3 Size and computational grids of Gurney flap

图 4 为 Gurney 襟翼升力系数曲线,观察两种计算方法的模拟结果,可以发现 DDES 比 URANS 具有更优模拟能力。随着攻角的增大,DDES 的时间平均升力得到的最大升力系数与所对应的迎角更接近试验值,而 URANS 与试验结果的计算误差有扩大的趋势,模拟出了较高的失速迎角,最大升力系数也高于试验值和 DDES 的计算结果,这主要是由于随着迎角增加,URANS 无法对分离涡进行精确捕捉所造成的。

图 5 为迎角 $\alpha=11^\circ$ 时施加 Gurney 襟翼前后的截面流线对比,这也是 Gurney 襟翼增升效果最明显的迎角状态。图中可以看出小迎角下没有施加 Gurney 襟翼时,DDES 与 URANS 两种方法对干净多段翼的流场模拟基本类似。施加 Gurney 襟翼后,DDES 方法对增加

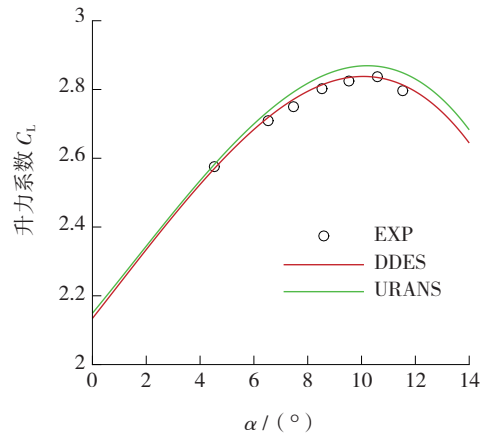


图4 Gurney襟翼升力系数

Fig.4 Lift coefficient of Gurney flap

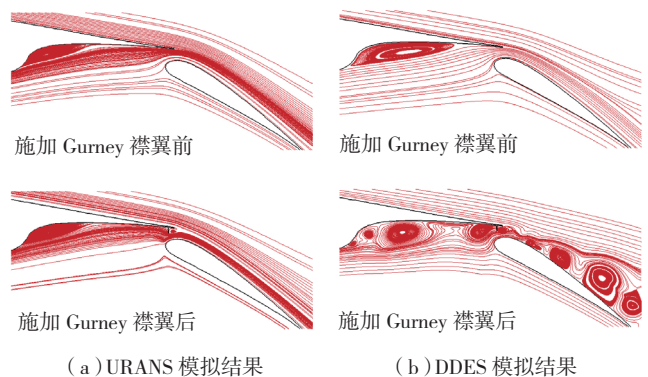


图5 施加Gurney襟翼前后截面流线

Fig.5 Flow streamlines in the cross section with and without Gurney flap

Gurney 襟翼后的多段翼复杂流场有良好模拟能力,可以比较准确地模拟出 Gurney 襟翼前方及后缘襟翼上表面的大范围流动分离,在流动方向可以捕获到更细致的涡系结构。而 URANS 几乎不具备对复杂流动的模拟能力,仅在 Gurney 襟翼前方模拟出较大的分离涡,并没有刻画出后缘襟翼上表面的大范围分离区。截面流线表明了 DDES 方法对施加 Gurney 襟翼后的复杂流态刻画要比 URANS 计算更加细致,更符合实际情况。观察施加 Gurney 襟翼前后的模拟结果更可以很直观地看出 DDES 是研究 Gurney 襟翼的有效手段。

图 6 为另外两个典型增升迎角状态 $\alpha=9^\circ$ 和 $\alpha=10^\circ$ 下的截面流线,可以看到即便是相同的计算网格,在产生大分离流动时,URANS 不能准确模拟施加 Gurney 襟翼所带来的复杂涡系和分离的非定常特性,流场单一平滑,几乎没有分离涡的存在,这必然会造成 URANS 的计算值比试验值偏大的情况,而 DDES 则能很好地模拟出 Gurney 襟翼所产生的绕流细致漩涡运动,尤其是对后缘襟翼上表面的复杂流动进行了精确模拟。

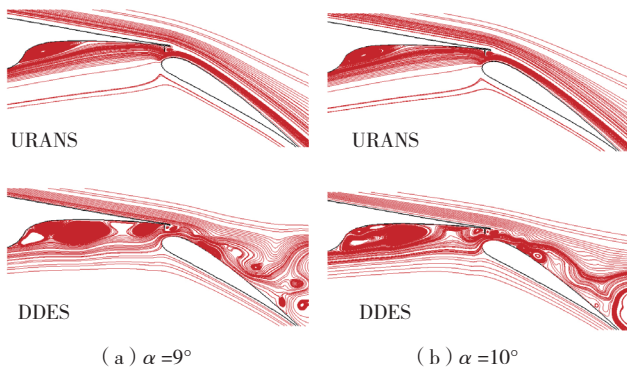


图6 不同模拟方法下Gurney襟翼展向截面流线的对比
Fig.6 Comparisons of flow streamlines in the cross section with Gurney flap by different simulation methods

Gurney 襟翼绕流具有大范围的尾流和涡系结构,图7 为标准迎角 $\alpha = 11^\circ$ 下多段翼力系数随无量纲化时间的变化历程,从图中可以看出随着时间推进, URANS 计算出的主翼和襟翼的力系数趋于常值,表明计算趋于收敛。DDES 计算出的力系数随着时间呈大幅度无规律的波动,相对于 URANS 表现出了明显的非线性,在一定程度上反映了分离区的漩涡波动。

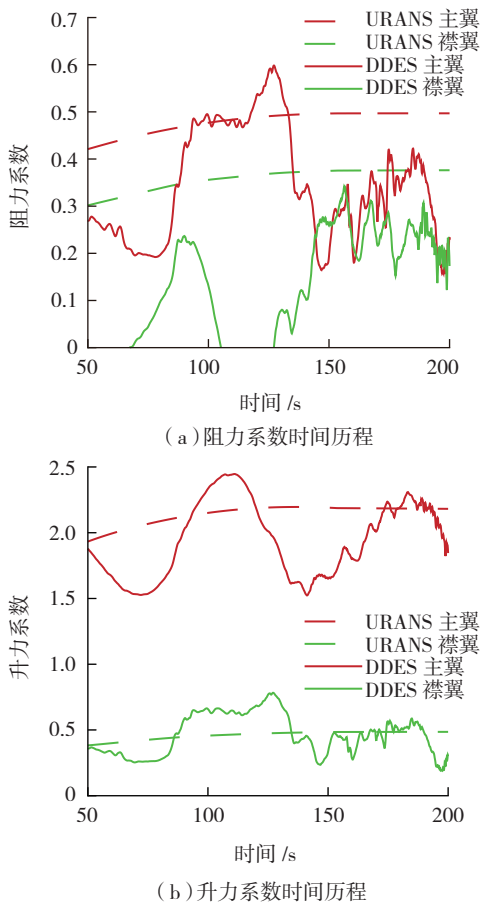


图7 主翼和襟翼力系数时间历程
Fig.7 Force coefficient variations with nondimensional time

从以上的力系数和流场对比可以看出,由于 DDES 由于不再依赖当地网格单元中心到物面的最近距离,即湍流的模拟与具体的物体几何外形没有发生直接的关系,转而与当地网格本身的尺寸直接相关,因而可以得到更为复杂和精细的漩涡结构,非常适用于 Gurney 襟翼的分离流动研究。

3 结论

本文运用有限体积法,在数值求解 N-S 方程的基础上,详细讨论了 DDES 混合算法在 Gurney 襟翼分离绕流中的应用,得到了不同攻角下粘性流场和气动力的数值计算结果,包括分离涡、力系数随迎角的变化情况。从数值结果与试验结果比较来看,针对施加 Gurney 襟翼的多段翼, DDES 混合算法可以很好地模拟出大分离流动的非定常特性,更好地观察到施加 Gurney 襟翼后所产生的分离区域,得到更准确的最大升力与最大升力迎角;而 URANS 无法捕捉施加 Gurney 襟翼前后的流场变化,并不具备 Gurney 襟翼的模拟能力,可见 DDES 混合算法是研究 Gurney 襟翼气动特性和流场分析的有效手段。

参考文献

- [1] Storms B L, Jang C R. Lift enhancement of an airfoil using a gurney flap and vortex generators. *Journal of Aircraft*, 1994,31(3): 542-547.
- [2] Singh M K, Dhanalakshmi K, Chakrabartty S K. Navier-Stokes analysis of airfoil with Gurney flap. *Journal of Aircraft*, 2007,44(5): 1487-1493.
- [3] Storms B L, Jang C R. An experiment study of lift-enhancing tabs on a two-element airfoil. *AIAA-94-1868*, 1994.
- [4] Carrannanto P G, Storms B L, Ross J C, et al. Navier-Stokes analysis of lift-enhancing tabs on multi-element airfoils. *AIAA-94-0050*, 1994.
- [5] 周瑞兴,高永卫,金承信,等. 具有 Gurney 襟翼的多段翼型空气动力特性分析. *空气动力学学报*, 2002,20(2): 174-178.
- [6] Spalart P R. Young-person's guide to DES grid. *NASA-CR-01-211032*, 2001.
- [7] Menter F R, Kuntz M. Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles//Symposium on The Aerodynamics of Heavy Vehicles : Trucks, Buses and Trains Monterey. New York, 2002.
- [8] 宋科,乔志德. 多段翼大迎角分离流动的 Delayed RANS/LES 混合算法. *航空计算技术*, 2009,39(3): 42-47.
- [9] Arnone A, Meng-Sing L, Povinelli L A. Integration of Navier-Stokes equations using dual time stepping and a multigrid method. *AIAA Journal*, 1995, 33(6): 985-990.
- [10] Lynch C E, Smithy M J. Hybrid RANS-LES turbulence models on unstructured grids. *AIAA Paper 2008-3854*, 2008.
- [11] Ross J C, Storms B L, Carrannanto P G. Lift-enhancing tabs on multielement airfoils. *Journal of Aircraft*, 1995,32(3): 649-655.

(责编 深蓝)