

文章编号:1000-8055(2011)06-1215-08

“回收/调节”方法在混合 LES/RANS 模拟方法中的应用

陈 逸, 刘卫东, 范晓樯, 孙明波

(国防科学技术大学 航天与材料工程学院, 长沙 410073)

摘 要: 采用一种混合大涡模拟/雷诺平均 Navier-Stokes(LES/RANS)模拟方法结合三阶加权基本无振荡(WENO)格式对马赫数为 2.88 的压缩斜坡流动进行了数值模拟,并采用“回收/调节”方法生成入口湍流脉动边界条件.当采用固定入口边界条件时,湍流边界层会缺乏合理的湍流能量,使之抵抗逆压梯度的能力减弱,会严重高估分离区的大小;而当采用“回收/调节”方法时,可以在 10 倍来流边界层厚度的距离内激励起湍流大尺度结构,计算得到的流场能够再现激波/湍流边界层干扰流场的非定常特性,时间及展向平均壁面压力和试验值吻合较好.

关 键 词: 混合大涡模拟/雷诺平均 Navier-Stokes(LES/RANS); 加权基本无振荡(WENO)格式;

“回收/调节”方法; 入口湍流脉动边界条件; 激波/湍流边界层干扰

中图分类号: V435.12

文献标志码: A

Application of recycling/rescaling method in hybrid LES/RANS simulation method

CHEN Ti, LIU Wei-dong, FAN Xiao-qiang, SUN Ming-bo

(College of Aerospace and Materials Engineering,
National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: A hybrid large eddy simulation/Reynolds-averaged Navier-Stokes (LES/RANS) simulation method together with the third-order weighted essentially non-oscillatory (WENO) scheme were used to compute the flow field of a Mach number is 2.88 compression ramp flow. A recycling/rescaling method was used to generate turbulent fluctuating inflow boundary conditions. When fixed inflow boundary conditions were applied, the incoming turbulent boundary layer could not resist the adverse pressure gradient due to lack of reasonable turbulent energy. So the separation zone was overpredicted heavily. When recycling/rescaling method was used, large scale turbulent structures were stimulated in a length ten times the inflow boundary layer thickness. Thus, the results demonstrate the unsteady features of shock/turbulent boundary layer interactions. Time- and spanwise-averaged wall pressure is in good agreement with experimental values.

Key words: hybrid large eddy simulation/Reynolds-averaged Navier-Stokes (LES/RANS); weighted essentially non-oscillatory (WENO) scheme; recycling/rescaling method; turbulent fluctuating inflow boundary conditions; shock/turbulent boundary layer interaction

收稿日期:2010-07-11; 修订日期:2010-09-14

基金项目:国家自然科学基金(10802096)

作者简介:陈逸(1983—),男,湖北荆州人,博士生,主要研究方向为高超声速推进技术.

近年来,很多研究者提出了将大涡模拟 (large eddy simulation, 简称 LES) 和雷诺平均 Navier-Stokes (Reynolds-averaged Navier-Stokes, 简称 RANS) 方程模拟相结合的方法,构造出了一系列混合模型,其目的是希望以少于完全 LES 方法的网格、常规的二阶精度格式和简单的入口边界条件来对高雷诺数流动实现相对于完全 RANS 模拟方法来说更加精确的计算。

最早的混合模型是由 Spalart 等人建立的分离涡模拟 (detached eddy simulation, 简称 DES) 方法^[1],这种方法通过比较当地网格尺度和湍流混合长来选择完成一方程 Spalart-Allmaras (S-A) 湍流模型和 LES 方法之间的切换,Strelets 采用两方程 $k-\omega$ 湍流模型发展了这一方法^[2],DES 方法存在对壁面附近网格的误判问题;Speziale 提出了另外一种混合 LES/RANS 的思想^[3],通过将网格尺度和克氏尺度进行比较,对湍流应力进行衰减,Batten 等人在此基础上发展出了有限数值尺度 (limited numerical scales, 简称 LNS) 方法^[4],但在这两种方法中 LES 和 RANS 之间的切换显得过于随意;Fan, Xiao, Choi 和 Edwards 等人借鉴 $k-\omega$ SST (shear-stress transport) 模型的思想,通过衔接函数构造出一类混合 LES/RANS 模型^[5-7],这类模型依赖于到壁面的距离,但减小了网格的影响,并且实现起来比较容易。

当计算的流场入口为湍流时,LES 方法对于入口参数的脉动非常敏感^[8],需要合理地给定入口湍流脉动边界条件,而混合 LES/RANS 模拟方法也存在类似的问题^[5].Sagaut 归纳了五种入口边界条件的提法^[6]:①对试验数据进行线性随机估计;②将试验信号或以前的计算结果进行本征正交分解,采用结果作为边界条件;③在入口边界上添加白噪声;④在上游计算流动由层流转捩至湍流的过程,将出口湍流计算结果作为入口边界条件;⑤采用计算本身来产生入口边界条件,这种方法可以称为“回收/调节”(recycling/rescaling)方法.其中比较容易实现且计算量较小的是添加白噪声和采用“回收/调节”方法:添加白噪声的方法通常只能满足脉动速度的二阶统计特性(例如雷诺应力),所添加的扰动和 Navier-Stokes (N-S) 方程不相容,需要很长的距离才能发展出充分的湍流拟序结构,且摩阻计算精度较低;而“回收/调节”方法添加的脉动量和 N-S 方程的相容性较好,可以在较短的距离上激励并维持湍流大尺度结构^[9].

本文建立了一种混合 LES/RANS 模拟方法,并比较了固定入口边界条件和采用“回收/调节”方法在入口添加湍流脉动量时的计算结果,可为这种混合模拟方法进一步的发展提供参考。

1 控制方程与数值方法

1.1 控制方程

本文选用 Choi 和 Edwards 等人提出的混合模拟方法^[7],其主要思想是将 Menter 的两方程 $k-\omega$ SST 模型^[10]以及 Lenormand 和 Sagaut 等提出的混合长亚格子模型^[11]通过一个依赖于到壁面的距离的衔接函数相结合,在近壁附近采用 $k-\omega$ SST 模型进行计算,而在主流区则切换到亚格子模型.具体方程如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} &= 0 \\ \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \bar{p}_i)}{\partial x_j} &= \frac{\partial (\bar{\tau}_{ij} + \tilde{\tau}_{ij})}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{E} + \bar{p}) \tilde{u}_j}{\partial x_j} &= \frac{\partial (\bar{q}_j + \tilde{Q}_j)}{\partial x_j} + \frac{\tilde{u}_i (\bar{\tau}_{ji} + \tilde{\tau}_{ji})}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j k}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_t + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \\ &\quad P_k - \bar{\rho} \left[F \beta^* k \omega + (1 - F) C_d \frac{k^{1.5}}{\Delta} \right] \\ \frac{\partial \bar{\rho} \omega}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \omega}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_t + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \\ &\quad \frac{\bar{\rho} \gamma P_k}{\mu_t} - \beta \bar{\rho} \omega^2 + \frac{2(1 - F_1) \sigma_\omega \bar{\rho}}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \end{aligned}$$

其中

$$\bar{\tau}_{ij} = 2\mu_t S_{ij}, \quad \tilde{\tau}_{ij} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right\}$$

$$\bar{q}_j = \frac{\mu_t}{Pr_t} C_p \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad \tilde{Q}_j = \frac{\mu_t}{Pr_t} C_p \frac{\partial T}{\partial x_j}$$

混合湍流黏度按照下式给出:

$$\mu_t = \rho [\Gamma \mu_t^{\text{RANS}} + (1 - \Gamma) \mu_t^{\text{SGS}}]$$

其中 μ_t^{RANS} 由湍流模型给出, μ_t^{SGS} 由亚格子模型给出, $k-\omega$ SST 模型常数见文献^[10].混合函数 Γ 类比 Strelets 提出的 DES 方法^[2]构造

$$\Gamma = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \tanh \left[5 \left[\frac{\kappa}{\sqrt{C_\mu}} \eta^2 - 1 \right] - \phi \right] \right\}$$

其中常数 ϕ 用于控制 RANS 区向 LES 区转换的位置,本文取 $\phi = 0$. 其余符号定义为

$$\eta = \frac{d}{\alpha_1 \chi}, \quad \chi = \sqrt{\frac{\nu}{C_\mu \omega}}$$

其中 d 为到壁面的最小距离, 常数 $C_\mu = 0.09$, 常数 α_1 按照文献[7]给出的方法估算, 对于本文计算的算例 $\alpha_1 = 22.1$.

为了方便进行有限差分计算, 将物理域坐标变换至计算域, 即 $(x, y, z) \Rightarrow (\xi, \eta, \zeta)$.

1.2 数值方法

LES 计算通常要求格式有较高的精度和分辨率, 通常采用高阶格式计算, 本文选用三阶加权基本无振荡^[12] (weighted essentially non-oscillatory, 简称 WENO) 格式对于无黏项进行离散, 且分裂方式不采用常用的 Lax-Friedrichs 分裂^[12], 而选用分辨率较高的低扩散通量分裂格式^[13] (low-diffusion flux-splitting scheme, 简称 LDFSS) 进行, LDFSS 类格式的基本思想是将对流通量和压力通量分开, 分别进行分裂, 这类格式分辨率高、无需计算特征矩阵、计算量小并且易于推广. 黏性通量采用二阶中心差分离散.

非定常问题的计算需要较高的时间精度, 而对于存在湍流边界层的流动, 壁面附近网格密度很大, 显示格式的时间步长会受到限制, 因此采用二阶隐式双时间法进行迭代^[14], 内迭代选择常用的 LU-SGS (lower-upper symmetric-Gauss-Seidel) 方法^[15].

2 计算问题及边界条件

2.1 计算问题

本文选用 Zheltovodov 试验^[16]中的 25° 压缩斜坡为算例, 这个算例有较强的逆压梯度, 且流场存在明显的分离流动. 流向及法向的计算域尺度见图 1, $x = -3.3 \text{ cm}$ 处的斜坡入口试验来流条件见表 1. 计算域的展向宽度和文献[6]一样取为 2.9δ , 采用两套网格进行计算, 粗网格在流向、法向、展向的数目为 $361 \times 109 \times 65$, 细网格为 $481 \times 145 \times 65$, 两套网格在流向及展向均为均匀分布, 而在法向向壁面加密, 保证近壁附近第一层网格的 $y^+ \approx 1$, 且两套网格近壁第一层网格至壁面的距离相同.

表 1 $x = -3.3 \text{ cm}$ 处的斜坡入口来流条件

Table 1 Ramp inflow conditions at $x = -3.3 \text{ cm}$

Ma	T/K	p/Pa	δ/mm
2.88	114.8	11956	4.1

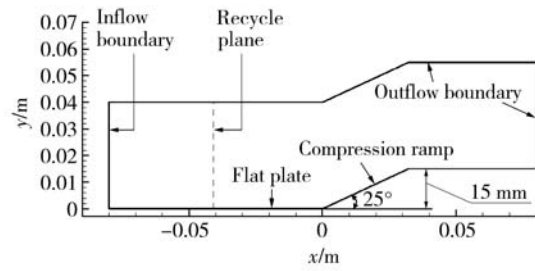


图 1 Zheltovodov 试验中的 25° 压缩斜坡

Fig. 1 25° -compression ramp in Zheltovodov's experiment

右侧及上侧给定超声速出口条件, 对物理量采用二阶外推, 壁面为无滑移绝热壁, 展向给定周期性边界条件. 左侧入口边界层的时均参数, 采用基于 $k-\omega$ SST 模型的二维 RANS 方法计算自由流在平板上发展出的湍流边界层获得, 计算结果中边界层厚度为 4.1 mm 的位置即对应试验中的 $x = -3.3 \text{ cm}$ 处, 从该位置向上游反推 4.7 cm , 即 $x = -8.0 \text{ cm}$ 处, 将此处的边界层参数作为斜坡流动计算域入口的边界层时均参数, 而脉动参数由下文的“回收/调节”方法得到.

2.2 “回收/调节”方法

“回收/调节” (recycling/rescaling) 方法也称为“回收/再引入” (recycling/reintroducing) 方法, 是一种在 DNS 和 LES 中当入口为湍流边界层时添加湍流脉动的方法, 其基本思想是在边界层下游某处 (称为回收平面) 将平均流场参数和湍流脉动量提取出来, 根据湍流边界层的理论公式进行相应的缩放, 然后回收叠加至入口上, 使得入口能够保持一定程度的湍流脉动, 刺激湍流拟序结构的产生, 使得 DNS 和 LES 计算能够更加准确地反映湍流流场特征.

本文将回收平面选取在 $x = -4.1 \text{ cm}$ 处, 具体回收过程如下, 首先定义两个坐标参量

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu_w}, \quad \eta = \frac{y}{\delta}$$

其中 u_τ 为摩擦速度, ν_w 为壁面运动黏度, δ 为当地边界层时均厚度, 且在下文中, 下标 in 表示在入口平面处的参数, 下标 re 表示在回收平面处的参数, 下标 recyc 表示回收得到的流场参数. 入口平面处的流向脉动速度 u' 按照下列方法回收:

$$u'_{\text{in, recyc}}(y_{\text{in}}^+, t) \big|_{\text{inner}} = \beta u'_{\text{re}}(y_{\text{in}}^+, t) \quad \text{内层}$$

$$u'_{\text{in, recyc}}(\eta_{\text{in}}, t) \big|_{\text{outer}} = \beta u'_{\text{re}}(\eta_{\text{in}}, t) \quad \text{外层}$$

法向和展向脉动速度 v' 和 w' 的回收方法相同. 脉动密度按照下式回收:

$$\rho'_{in,recyc}(y_{in}^+, t)|_{inner} = \rho'_{re}(y_{in}^+, t) \quad \text{内层}$$

$$\rho'_{in,recyc}(\eta_{in}, t)|_{outer} = \rho'_{re}(\eta_{in}, t) \quad \text{外层}$$

脉动静温按照下式回收:

$$T'_{in,recyc}(y_{in}^+, t)|_{inner} = \beta^2 T'_{re}(y_{in}^+, t) \quad \text{内层}$$

$$T'_{in,recyc}(\eta_{in}, t)|_{outer} = \beta^2 T'_{re}(\eta_{in}, t) \quad \text{外层}$$

对于湍流量,不分解为脉动量和时均量,直接回收.湍动能回收过程如下:

$$k_{in,recyc}|_{inner} = \beta^2 k_{re} \quad \text{内层}$$

$$k_{in,recyc}|_{outer} = \beta^2 k_{re} \quad \text{外层}$$

ω 的回收过程如下:

$$\omega_{in,recyc}|_{inner} = \beta^2 \omega_{re} \quad \text{内层}$$

$$\omega_{in,recyc}|_{outer} = \frac{\beta}{\alpha} \omega_{re} \quad \text{外层}$$

上面的回收过程中参数 α 为入口平面处和回收平面处边界层时均厚度的比值, β 为入口平面处和回收平面处壁面时均摩擦速度的比值,可按照下面的经验公式计算:

$$\alpha = \left(1 + \frac{x_{re} - x_{in}}{\delta_{in}} 0.27^{\frac{6}{5}} Re_{\delta_{in}}^{-\frac{1}{5}}\right)^{-\frac{5}{6}}$$

$$\beta = \alpha^{-\frac{1}{10}}$$

对于入口平面上某一具体的点,并不判断其属于内层还是外层,而分别根据内外层的回收方法计算回收得到的脉动量,然后采用 Lund 的光滑函数结合,以流向脉动速度为例

$$u'_{in,recyc} = [1 - S(\eta_{in})] u'_{in,recyc}|_{inner} + S(\eta_{in}) u'_{in,recyc}|_{outer}$$

其中光滑函数 $S(\eta)$ 的形式见参考文献[9].

以上过程已经求得密度、速度及静温的脉动参数,但直接将上述脉动量叠加至入口边界会导致边界层的外层积累过多的湍流能量[7],故将回收过来的脉动量乘以 Klebanoff 间歇函数

$$q_{inflow} = q_{RANS} + F_{Kleb} q'_{in,recyc}$$

$$(q = \rho, T, u, v, w)$$

$$q_{inflow} = (1 - F_{Kleb}) q_{RANS} + F_{Kleb} q_{in,recyc}$$

$$(q = k, \omega, \Gamma)$$

$$F_{Kleb} = [1 + (d/C_{Kleb} \delta)^6]^{-1}$$

其中 $C_{Kleb} = 1.1$,这个过程保证 RANS 自由来流条件在边界层以外不改变.为了保证回收的脉动静温大小不超过 Morkovin 的关于脉动总温可以忽略的假设[17],即有

$$C_p T'_{Mork} = - \left[F_{Kleb} (u_{RANS} u'_{in,recyc} + v_{RANS} v'_{in,recyc} + w_{RANS} w'_{in,recyc}) + \frac{1}{2} F_{Kleb}^2 (u_{in,recyc}^2 + v_{in,recyc}^2 + w_{in,recyc}^2) \right]$$

则回收的脉动静温按照下式给出:

$$T'_{in,recyc}|_{lim} = F_{Kleb} T'_{in,recyc} \min \left[1.0, \left| \frac{T'_{Mork}}{F_{Kleb} T'_{in,recyc}} \right| \right]$$

$$F_{Kleb} T'_{in,recyc} \neq 0$$

脉动压力按照下面的方式计算,首先根据回收的脉动密度得到一个临时的脉动压力

$$p'_{prov} = R [\rho_{RANS} T'_{in,recyc}|_{lim} + F_{Kleb} \rho'_{in,recyc} (T_{RANS} + T'_{in,recyc}|_{lim})]$$

将上述脉动压力限制在来流值的一定比例范围内

$$p'_{prov}|_{lim} = p'_{prov} \min(|p'_{prov}|, \epsilon p_{RANS})$$

本文参考文献[7]选取 $\epsilon = 2\%$,然后根据受到限制的脉动压力得到瞬时压力,再结合瞬时静温根据状态方程求出瞬时密度.

3 计算结果及分析

3.1 固定入口边界条件时的流场结构

固定入口边界条件的混合 LES/RANS 计算(下文中记为 fix,细网格计算记为 fix fine)的初始流场采用基于 $k-\omega$ SST 模型的二维 RANS 计算(下文中记为 SST,细网格计算记为 SST fine)得到,迭代 5 倍通流时间(定义为流体微团以来流速度流过整个计算区域所需的时间,在下文中记为 t_c)后流场进入统计定常状态,之后继续计算 4 倍 t_c 用以统计湍流脉动量进行时均计算.

图 2 给出了 fix 的瞬时马赫数云图,可以看到:压缩斜坡产生的激波使得来流边界层发生显著分离,而分离区产生了一道相对较弱的分离激波,与主激波交汇于斜坡后上方,斜坡后则产生了连续的膨胀作用,而膨胀角附近存在分离流动.图 3 给出了时间及展向平均壁面压力曲线,可以看到:SST 得到的压力平台起始位置比试验值稍微靠前,说明其计算得到的分离区稍大,而分离激波强度、拐角下游及膨胀拐角处下游的壁面压力和试验吻合较好,但压力峰值稍偏低,SST fine 得到的分离区比粗网格计算的值稍大,但总体差别不大,这可能是因为细网格计算数值耗散更小的缘故;而 fix 得到的分离区要显著大于试验结果,fix fine 得到的分离区更大,分离区计算结果的不合理也影响了下游拐角处的压力分布,使之和试验值吻合较差.综合上述计算结果可以分析得到:由于混合 LES/RANS 模拟方法给出的湍流涡黏度相比湍流模型低很多,边界层从主流中无法得到足够的能量,而入口没有添加任何湍流脉动信

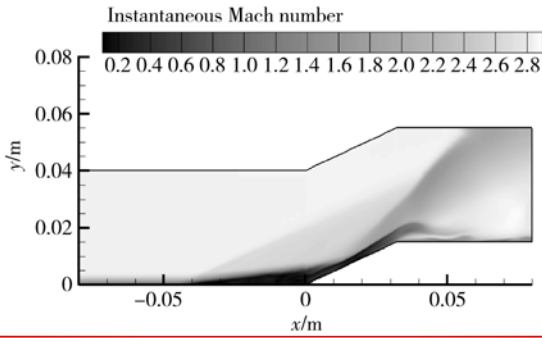


图 2 固定入口边界条件的瞬时马赫数云图

Fig. 2 Instantaneous Mach number contours in the fixed inflow boundary conditions

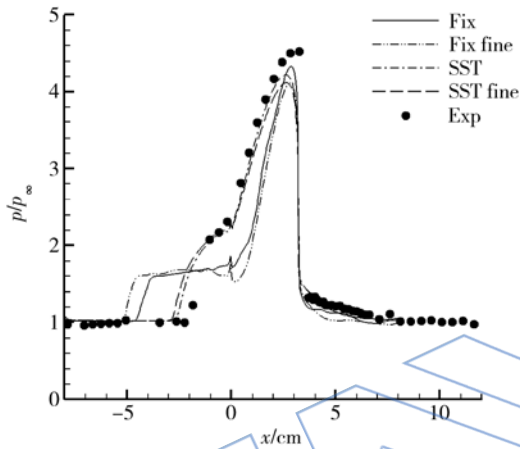


图 3 固定入口边界条件的时间及展向平均壁面压力分布

Fig. 3 Time- and span-averaged wall pressure in the fixed inflow boundary conditions

息,故也不存在湍流脉动能量,这使得边界层抗逆压梯度的能力较差,所以计算得到的分离区要远大于试验值。可见:尽管混合 LES/RANS 模拟方法在近壁区域的处理上比完全 LES 计算要方便,但入口边界条件并不能采用类似于 RANS 计算的简单入口边界条件。

3.2 “回收”时的流场结构

由于固定入口边界条件时计算得到的分离区不合理,为了保证回收平面的数据不受到逐步扩大的分离区的影响,采用分区初始化的方式生成初场,即压缩斜坡前部的部分平板流场采用混合 LES/RANS 模拟方法计算零压力梯度的平板边界层得到,且在入口处采用“回收”方法生成脉动,而其余部分的流场则采用 SST 的计算结果(图 4)。迭代 5 倍通流时间(此处指平板的通流时间)后,将其瞬态流场用于斜坡的初始化。

图 5 给出了 x - y 中心平面上平板流场的瞬时

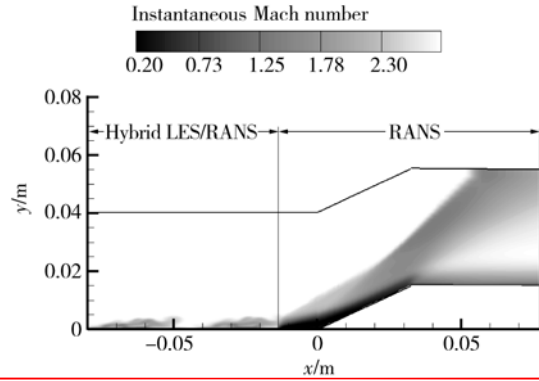
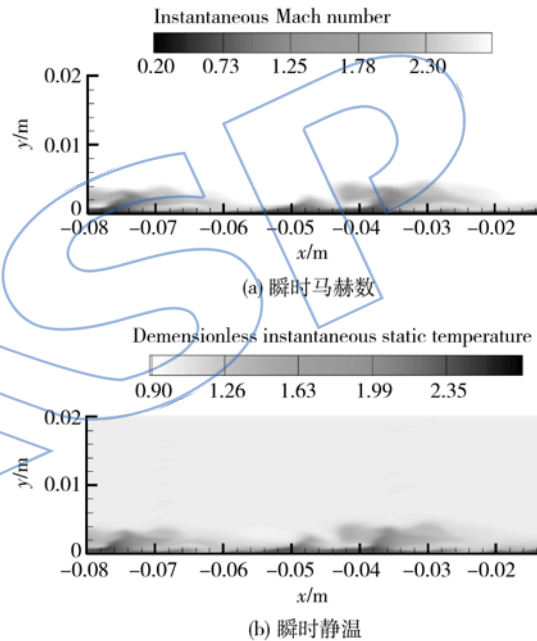


图 4 初场的瞬时马赫数云图

Fig. 4 Instantaneous Mach number contours of initial field

图 5 x - y 中心平面上的瞬时马赫数和静温云图Fig. 5 Instantaneous Mach number and static temperature contours in x - y center plane

马赫数和采用来流静温无量纲化的瞬时静温云图。图 6 给出了垂直于流向上 7 个等距切片的无量纲静温云图。可以看到:在“回收”方法添加的扰动下,来流边界层生成了显著的流向涡及展向涡结构。

图 7 给出了“回收”计算时入口平面处时间及展向平均的流向速度和静温分布,可以看到:尽管回收平面在入口添加扰动,但是基本不会影响入口的主要时均参数。

斜坡流场的计算从初场开始迭代 5 倍 t_c 用以完成流场的充分发展,此后继续迭代 4 倍 t_c 用以收集湍流脉动信息进行平均,在下文中将入

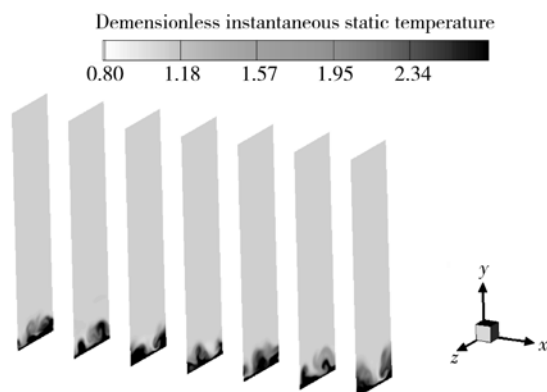
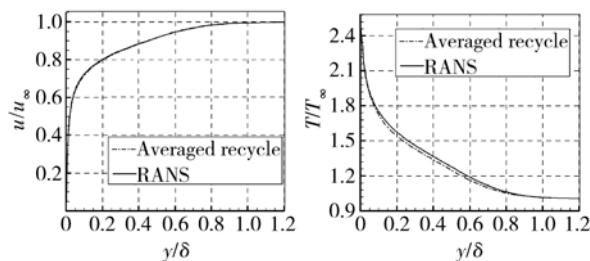
图6 y - z 平面上的瞬时静温云图Fig. 6 Instantaneous static temperature contours in y - z plane

图7 入口平面处时间及展向平均的流向速度和静温分布

Fig. 7 Time- and span-averaged streamwise velocity and static temperature at inlet plane

口采用“回收”方法给定边界条件的算例记为 recycling, 在细网格上的算例记为 recycling fine. 图8给出了计算时间为8倍 t_c 时 x - y 中心平面上的瞬时马赫数云图, 可以看到: 流场的主要特征是具有大尺度结构的湍流边界层和压缩拐角的激波的相互干扰, 主激波呈现出弯曲现象, 而下游的再附区也呈现出显著的大尺度结构, 整个流场体现出激波/湍流边界层干扰流场中显著的非定常特征, 且分离区大小合理.

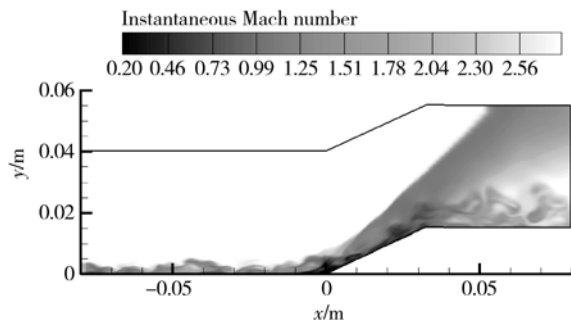
图8 x - y 中心平面上的瞬时马赫数云图Fig. 8 Instantaneous Mach number contours in x - y center plane

图9给出了 x - y 中心平面上激波边界层干扰区的法向速度分布快照, 可以看到分离激波高度的非定常运动特性, 其足部(shock foot)位置随时间不断变化, 而其形态随着分离区的变化呈现出不同的弯曲, 而流体经过分离区后对主激波形态也造成了显著的影响, 使其在不同时刻的形状有着明显的区别.

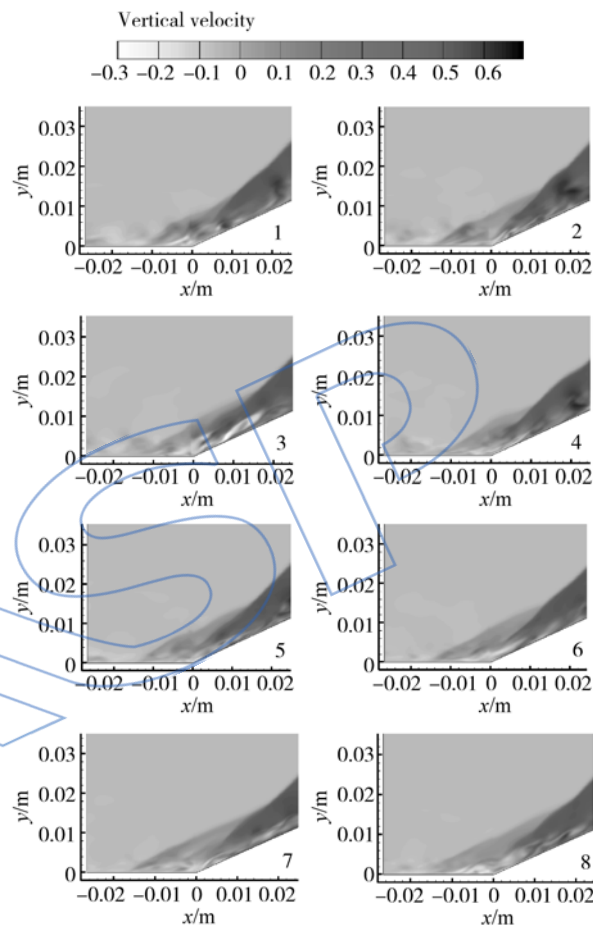
图9 x - y 中心平面上干扰区瞬时流场的法向速度分布快照(时间间隔 $0.25t_c$)Fig. 9 Snapshots of vertical velocity in interaction region in x - y center plane ($0.25t_c$ time intervals)

图10给出了与图9对应的时刻 $y/\delta=0.2$ 处 x - z 平面上的流向速度分布快照. 其中白色部分为顺流, 黑色部分为回流, 可以看到来流边界层中流向速度分布并不均匀, 条带结构比较显著, 而分离区前缘的位置在各个不同的展向位置存在很大区别, 其形态受到来流边界层中高动量和低动量流体条带的控制作用, 当高动量流体条带撞击分离区时, 会将分离区前缘向流场下游推进, 而如果分离区上游在一段时间内存在的低动量流体条带较多, 则分离区前缘会向上游推进.

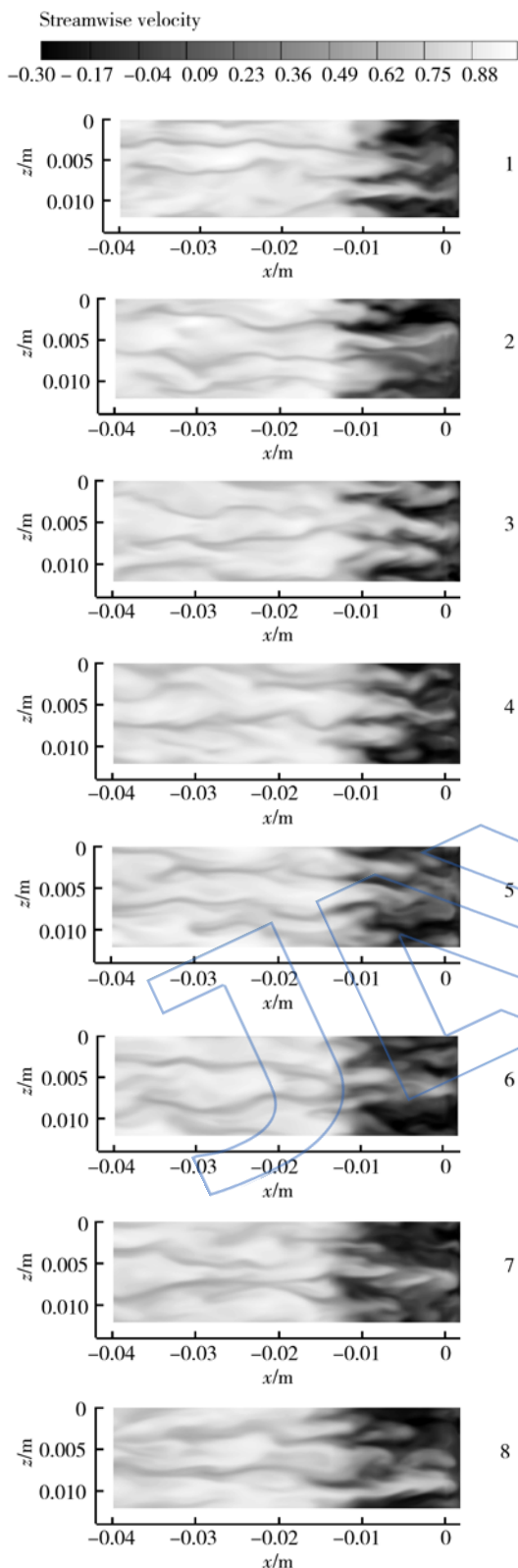


图 10 $y/\delta=0.2$ 处 x - z 平面上干扰区瞬时流场的流向速度分布快照
(时间间隔 $0.25t_c$)

Fig. 10 Snapshots of streamwise velocity in interaction region in x - z plane at $y/\delta=0.2$
($0.25t_c$ time intervals)

图 11 给出了时间及展向平均壁面压力分布, 可以看到:采用“回收”方法之后分离区被控制在合理的范围之内,recycling 计算得到的分离区比试验值稍小,而分离激波的强度偏弱,压力峰值大小和试验结果一致,位置稍有偏差,细网格计算得到的分离区比粗网格小,也存在分离激波强度稍弱的现象,但两者差别不明显,可见本文采用的混合 LES/RANS 模拟方法网格依赖性较小. 总体来说,采用“回收”方法能够反映出湍流流场的非定常特性,并能够使得边界层具备合理的脉动能量.

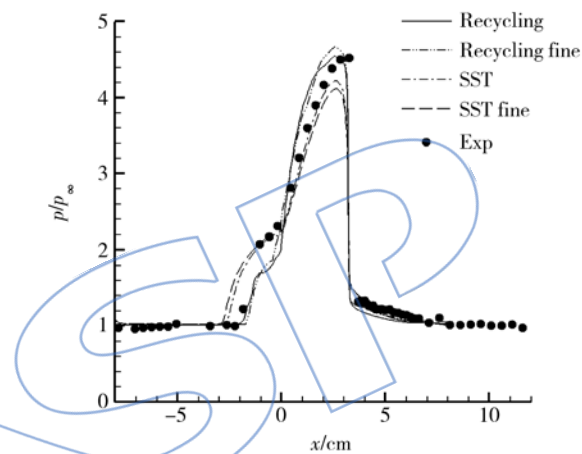


图 11 “回收/调节”算例的时间及展向平均壁面压力分布

Fig. 11 Time- and span-averaged wall pressure of recycling/rescaling cases

4 结 论

本文构造了一种混合 LES/RANS 模型,并且建立了生成入口湍流脉动边界条件的“回收/调节”方法. 计算表明:

1) 当入口为湍流时,混合 LES/RANS 模拟方法和完全 LES 方法一样,需要在入口处给定湍流脉动边界条件,固定入口边界条件会使得边界层不具备湍流的特性,而且缺乏湍流能量,使之抵抗逆压梯度的能力很弱,计算得到的分离区显著大于试验值.

2) “回收/调节”方法能够激励起湍流边界层的大尺度结构,使得湍流边界层的脉动特性合理化,并且具备真实的湍动能,采用“回收/调节”方法计算得到的分离区大小合理,并且流场能够反映出激波/湍流边界层干扰流场的非定常特性.

3) 本文采用的混合 LES/RANS 模拟方法和

“回收/调节”方法可以保证入口的平均主要流动参数基本不变,且网格依赖性不大。

在进一步的工作中,需要研究更为复杂的激波/湍流边界层干扰流场,并对“回收/调节”方法进行发展完善,考察混合 LES/RANS 模拟方法对于湍流脉动信息的定量化计算能力。

参考文献:

- [1] Spalart P R, Jou W H, Strelets M, et al. Comments on the feasibility of LES for wings and on a hybrid RANS/LES approach[R]. Ruston, LA: First AFOFR International Conference on DNS/LES, 1997.
- [2] Strelets M. Detached eddy simulation of massively separated flows[R]. AIAA Paper 2001-0879, 2001.
- [3] Speziale C G. Turbulence modeling for time-dependent RANS and VLES: a review[J]. AIAA Journal, 1998, 36(2): 173-184.
- [4] Batten P, Goldberg U, Chakravarthy S. Sub-grid turbulence modeling for unsteady flow with acoustic resonance[R]. AIAA Paper 2000-0473, 2000.
- [5] Fan T C, Tian M, Edwards J R, et al. Validation of a hybrid Reynolds-averaged/large-eddy simulation method for simulating cavity flame holder configuration[R]. AIAA Paper 2001-2929, 2001.
- [6] Xiao X D, Edwards J R, Hassan H A, et al. Inflow boundary conditions for LES/RANS simulations with applications to shock wave/boundary layer interactions[R]. AIAA Paper 2003-0079, 2003.
- [7] Choi J II, Edwards J R, Baulre R A. Compressible boundary layer predictions at high Reynolds number using hybrid LES/RANS methods[R]. AIAA Paper 2008-4175, 2008.
- [8] Sagaut P. Turbulent inflow conditions for LES of supersonic and subsonic wall bounded flows[R]. AIAA Paper 2003-0068, 2003.
- [9] Lund T, Squires K D, Wu X H. Turbulent inflow boundary conditions for LES[R]. AIAA Paper 2003-0067, 2003.
- [10] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [11] Lenormand E, Sagaut P, Ta Phuoc L, et al. Subgrid-scale models for large-eddy simulations of compressible, wall-bounded flows[J]. AIAA Journal, 2000, 38(8): 1340-1350.
- [12] Jiang G, Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes[J]. Journal of Computational Physics, 1996, 126(1): 917-923.
- [13] Edwards J R. A low-diffusion fluxing-splitting scheme for Navier-Stokes calculations[J]. Computer & Fluids, 1997, 26(6): 635-659.
- [14] Dubuc L, Cantariti F, Woodgate M, et al. Solution of unsteady Euler equations using an implicit dual-time step method[J]. AIAA Journal, 1998, 36(8): 1417-1424.
- [15] Jameson A, Yoon S. Lower-upper implicit schemes with multiple grids for the Euler equations[J]. AIAA Journal, 1987, 25(7): 929-935.
- [16] Zheltovodov A A, Trofimov V M, Schulein E, et al. An experimental documentation of supersonic turbulent flows in the vicinity of forward and backward-facing ramps[R]. Novosibirsk, Siberia: Institute Theoretical and Applied Mechanics, USSR Academy of Sciences, 1990.
- [17] Morkovin M V. The mechanics of turbulence[M]. New York: Gordon and Breach, 1964: 367.