

引用格式: 邱滋华, 徐敏, 张斌, 等. 适用于涡激振荡问题研究的并行高精度方法[J]. 航空学报, 2019, 40(3): 122483. QIU Z H, XU M, ZHANG B, et al. A parallel high-order method for simulating vortex-induced vibrations[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2019, 40(3): 122483 (in Chinese). doi: 10.7527/S1000-6893.2018.22483

适用于涡激振荡问题研究的并行高精度方法

邱滋华¹, 徐敏^{1,*}, 张斌², 梁春雷²

1. 西北工业大学 航天学院, 西安 710072
2. 乔治华盛顿大学 机械与航空工程系, 华盛顿特区 20052

摘 要: 提出了一种用于研究大振幅及物体间小间距等极端情况下涡激振荡(VIV)问题的高精度方法。该方法针对三角形/四边形非结构混合网格,采用高精度谱差分(SD)格式对 Navier-Stokes 方程进行空间离散。通过引入非均匀滑移网格方法,将计算域分割成多个互不重合的子区域,从而实现了子区域网格的独立变形,子区域之间通过粘接元进行信息传递。采用全耦合方法精确求解 VIV 问题中流体和固体间的相互作用。通过研究并行策略以及使用消息传递接口,实现了求解器的并行计算能力。数值模拟表明:对于无黏和有黏流动问题,该方法均能保持 SD 方法的高精度特性;对于动网格下的定常均匀来流,求解器能够做到自由流保持;单个圆柱 VIV 问题仿真与现有文献结果符合较好,验证了方法的可靠性;对于流场变形情况比较复杂的涡激振荡问题,求解器可以有效实现网格变形,并具有理想的并行效率。

关键词: 流固耦合; 高精度格式; 谱差分方法; 滑移网格; 涡激振荡; 并行计算

中图分类号: V211.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-6893(2019)03-122483-14

因材料特性和流体作用力形式的不同,流体流过固体结构时可以引发多种形式的振动^[1]。例如,桥梁或机翼的颤振和驰振等不稳定振动;高楼或电线的抖振和涡激振荡(Vortex-Induced Vibration, VIV)等共振振动;多边形截面和直升机旋翼的自旋转动。在上述诸多形式中,钝体的涡脱落及其 VIV 现象由于具有广泛的工程应用,且较为基础和易于实验,近年来持续受到广泛关注^[2-5]。VIV 常发生在钝体绕流伴随涡脱落的情况下,不稳定的涡施加振荡力于物体表面,从而引起振动。当涡脱落的频率接近结构的自然频率时,会发生共振,振动的幅值也会大大增加。

Feng 在 1968 年进行的实验被认为是第一批现代 VIV 研究之一^[6],在其研究中,圆柱只能垂直于来流振动。Khalak 和 Williamson 在实验研

究了质量和阻尼对单个圆柱振动的影响后,发现相比于经典的 Feng 式响应,参数的改变会使得响应模式更为丰富^[7-8]。Mittal 和 Kumar^[9]、Jeon 和 Gharib^[10]、Jauvtis 和 Williamson^[11]、Prasanth 等^[12]研究了圆柱的二自由度涡激振荡,发现沿来流方向的振动幅值比垂直来流方向的振动幅值小若干个量级。Yao 和 Jaiman^[13-14]提出了适用于涡激振荡问题研究的降阶模型,并研究了针对 VIV 的反馈控制算法。以上研究发现,VIV 对于系统的物理参数非常敏感,表现出了极强的非线性,其响应机理还有待进一步研究。

VIV 问题的数值模拟主要存在以下几个难点。首先,VIV 对于系统的物理参数非常敏感,较小的参数变化也有可能引起响应的截然不同^[12],因此为了准确地模拟系统响应,需要尽可

能精确地刻画流场细节,比如涡,得到流体作用于固体上的力,从而对求解器的高精度以及方法的低耗散有要求。其次,为了适应结构的振动,通常需要网格变形。但当结构振动的幅值很大、或者多个振动物体之间间距很小时,变形网格通常会很扭曲、甚至出现负体积,从而引入过大的几何结构误差,或者直接使得仿真发散。

相对于低阶精度方法而言,高精度方法(三阶及以上)只引入很小的数值耗散。谱方法是最经典的高精度方法之一,在相同的条件下具有最高的精度^[15]。但由于谱方法固有的全域性,其应用范围受到了很大限制,难以计算复杂区域的流场。国内学者在谱方法的推进与改良中做出了很大贡献^[16-17]。基于网格单元连续的谱差分(Spectral Difference, SD)方法是一种高效的非结构网格高精度算法^[18-24],本文引入了SD方法在三角形/四边形混合网格上对Navier-Stokes方程直接进行空间离散,对复杂流场的适应性非常好。基于SD方法,Zhang等^[25-26]提出了滑移网格谱差分(Sliding-mesh Spectral Difference, SSD)方法,用于求解自由转动物体周围的流场,相比于传统的网格协调技术,该方法通过引入滑移界面可以大大减小网格的扭曲程度,从而实现高精度和高效率计算。本文将SSD方法进一步推广,使其可以处理非均匀滑移网格界面,从而减小VIV仿真时网格的扭曲程度,特别是大幅振动或者多个物体振动的情况。最后,研究了并行策略,对求解器进行消息传递接口(Message Passing Interface, MPI)并行,大大提高了仿真效率,增加了求解器的实用性。

1 控制方程

1.1 流体方程

对于流体而言,考虑如下守恒形式的二维非定常Navier-Stokes方程

$$\frac{\partial \mathbf{Q}_f}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_f}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}_f}{\partial y} = \mathbf{0} \quad (1)$$

式中: $\mathbf{Q}_f$ 为守恒变量; $\mathbf{F}_f$ 和 $\mathbf{G}_f$ 分别为沿 x 和 y 方向的通量,下标 f 代表流体。为了模拟动网格上的流动,采用任意拉格朗日-欧拉(Arbitrary-Lagrangian-Eulerian, ALE)算法。在此方法中,将

真实的时间和空间 $(t, x(t), y(t))$ 投影到计算空间上 (τ, ξ, η) ,其中 (ξ, η) 表示时间无关的计算空间,时间 $\tau = t$ 。由此,Navier-Stokes方程在计算空间中可表示为

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{Q}}_f}{\partial \tau} + \frac{\partial \tilde{\mathbf{F}}_f}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{\mathbf{G}}_f}{\partial \eta} = \mathbf{0} \quad (2)$$

式中:

$$\begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{Q}}_f \\ \tilde{\mathbf{F}}_f \\ \tilde{\mathbf{G}}_f \end{bmatrix} = |\mathbf{J}| \mathbf{J}^{-1} \begin{bmatrix} \mathbf{Q}_f \\ \mathbf{F}_f \\ \mathbf{G}_f \end{bmatrix} \quad (3)$$

其中: $|\mathbf{J}|$ 为变换雅克比矩阵 $\mathbf{J}$ 的秩; $\mathbf{J}^{-1}$ 为 $\mathbf{J}$ 的逆矩阵。

1.2 固体振动方程

研究钝体VIV问题所广泛采用的模型是,将一个圆柱弹性连接,置于来流之中,如图1所示。若将振动限制在纵向(比如 y 向),则固体的振动就由如下阻尼谐振子方程控制

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} + c \frac{dy}{dt} + ky = F_L \quad (4)$$

式中: m 和 y 分别为固体的质量和纵向位移; c 为阻尼系数; k 为弹簧的刚度系数; F_L 为流体作用在固体上的升力(纵向力)。

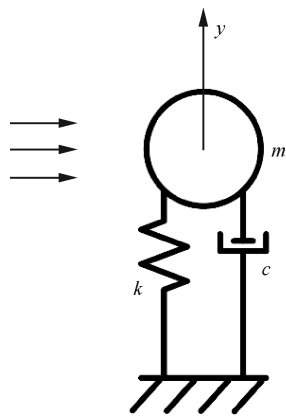


图1 圆柱的质量弹簧阻尼系统示意图

Fig. 1 Diagram of a mass-spring-damper system for a circular cylinder

1.3 流固耦合方程

为了耦合固体方程和流体方程(对时间具有一阶导数),需要将式(4)变换为两个时间一阶导的方程组

$$\begin{cases} \frac{dy}{dt} = \dot{y} \\ \frac{d\dot{y}}{dt} = \frac{1}{m}F_L - \frac{k}{m}y - \frac{c}{m}\dot{y} \end{cases} \quad (5)$$

式(5)进一步可以写成如下残差形式

$$\frac{\partial \mathbf{Q}_s}{\partial t} = \mathbf{R}_s(\mathbf{Q}_f, \mathbf{Q}_s) \quad (6)$$

式中:

$$\mathbf{Q}_s = [y \quad \dot{y}]^T \quad (7)$$

$$\mathbf{R}_s = \left[\dot{y} \quad \frac{1}{m}F_L - \frac{k}{m}y - \frac{c}{m}\dot{y} \right]^T \quad (8)$$

$\mathbf{Q}_s$ 和 $\mathbf{R}_s$ 分别为固体的自变量和残差的向量,下标 s 代表固体。

类似地,将流体方程也写成如下的残差形式

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{Q}}_f}{\partial t} = \mathbf{R}_f(\mathbf{Q}_f, \mathbf{Q}_s) \quad (9)$$

式中:

$$\tilde{\mathbf{Q}}_f = |J| \mathbf{Q}_f \quad (10)$$

$$\mathbf{R}_f = - \left(\frac{\partial \tilde{\mathbf{F}}_f}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{\mathbf{G}}_f}{\partial \eta} \right) \quad (11)$$

$\tilde{\mathbf{Q}}_f$ 和 $\mathbf{R}_f$ 分别为流体的自变量和残差的向量。

联立式(6)和式(9)可得到全耦合的守恒系统

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} = \mathbf{R}(\mathbf{Q}) \quad (12)$$

式中:

$$\begin{cases} \mathbf{Q} = \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{Q}}_f \\ \mathbf{Q}_s \end{bmatrix} \\ \mathbf{R}(\mathbf{Q}) = \begin{bmatrix} \mathbf{R}_f(\mathbf{Q}_f, \mathbf{Q}_s) \\ \mathbf{R}_s(\mathbf{Q}_f, \mathbf{Q}_s) \end{bmatrix} \end{cases} \quad (13)$$

$\mathbf{Q}$ 和 $\mathbf{R}(\mathbf{Q})$ 分别为耦合的自变量和残差的向量。

VIV 数值模拟中,将对式(12)进行时间推进。

2 数值方法

2.1 高阶网格下的 SD 方法

对流体方程进行空间离散首先要通过式(14)的映射方程,将物理空间内的动网格单元映射到计算空间的静止网格单元上

$$\begin{bmatrix} x(t, \xi, \eta) \\ y(t, \xi, \eta) \end{bmatrix} = \sum_{i=1}^K M_i(\xi, \eta) \begin{bmatrix} x_i(t) \\ y_i(t) \end{bmatrix} \quad (14)$$

式中: (x, y) 表示物理空间; (ξ, η) 表示计算空间; K 为一个网格单元的节点数; (x_i, y_i) 为随时间变化的第 i 个节点坐标; M_i 为和节点对应的形

函数。

图 2 显示了用不同精度的网格单元去拟合真实物理单元的情况。比如,对于一个二阶三角形和四边形网格单元, $K=6, 8$ 。显然,相比于低精度网格,高精度曲边网格能够把具有曲面(边)几何形状的物体拟合得更精确。基于这个原因,本文中所有曲线边界都用三阶精度网格进行拟合。

SD 方法通过在网格单元内部分布的解点(Solution Points, SPs)与通量点(Flux Points, FPs)来构造单元内连续的解多项式和通量多项式。关于 SD 方法在三角形/四边形混合网格上解点与通量点分布的详细描述,可参考文献[27]。

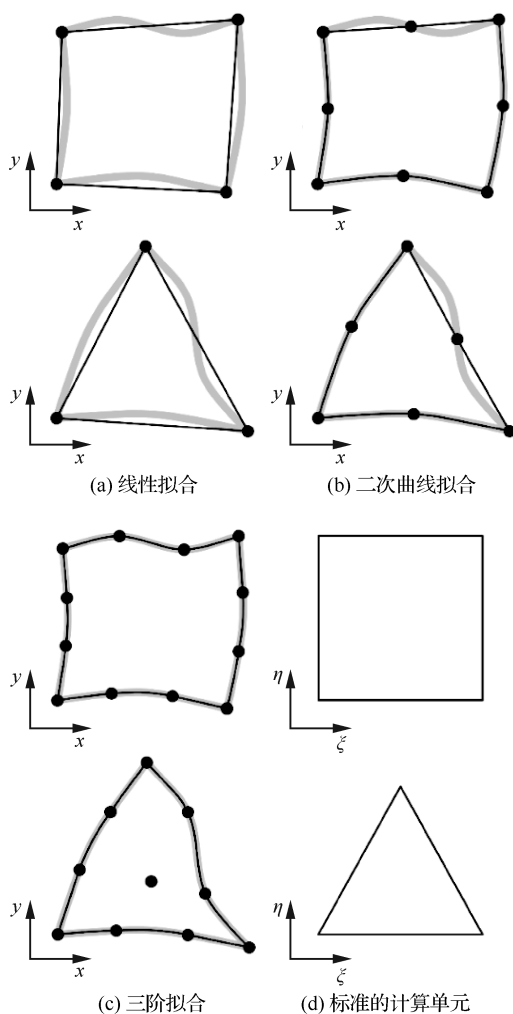


图 2 不同阶数的网格单元(细黑线)与真实的物理单元(粗灰线)

Fig. 2 Grid elements (thin black lines) in different orders for approximating curved physical cells (thick gray lines)

对于三阶精度 SD 格式而言,三角形和四边形单元上的解点与通量点分布如图 3 所示,灰色箭头表示通量点处的自由度方向。

由于 SD 方法所构造的解多项式和通量多项式只在网格单元内部连续,在网格单元边界处是间断的。为了保证方法的守恒以及稳定,本文采用 Rusanov 黎曼求解器^[28]在单元边界处计算相邻网格之间的共同无黏通量。

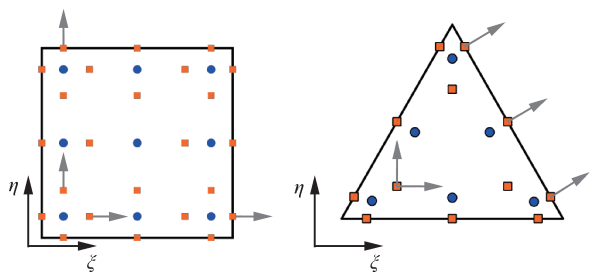


图 3 三阶 SD 格式四边形和三角形单元上的解点(蓝色圆圈)和通量点(橘色方块)分布示意图

Fig. 3 Schematic of distribution of solution points (blue circles) and flux points (orange squares) for a third-order SD scheme on a quadrilateral element and a triangular element

2.2 动网格策略

对于 VIV 而言,当固体结构位置变化时,流场区域也随之改变。本文将调配函数^[29]与滑移网格相结合,使之适用于极端情况的网格变形问题。

以图 4 中单个纵向振动圆柱的例子,详细解释一下该方法。通过两个滑移界面,将整个流场区域分为 3 个子区域。两边的两个子区域是静止的,中间的区域可以变形以适应圆柱的运动。中间的区域进一步以距圆心 d_1 和 d_2 为界,分为 3 个虚拟的区域:在区域 I 中,网格是刚性的,随着圆柱一起运动;区域 II 中,网格可以变形;区域 III 中,网格保持静止。

图 5 用两个振动圆柱网格变形的例子来说明滑移网格方法的优势。图 5(a)是初始网格,两个圆柱相隔两倍直径放置。图 5(b)是当两个圆柱在纵向相对运动了一个直径的距离时,用连续协调变形方法得到的网格。显然,网格在第 1 个圆柱的上方和第 2 个圆柱的下方变得非常扭曲。图 5(c)

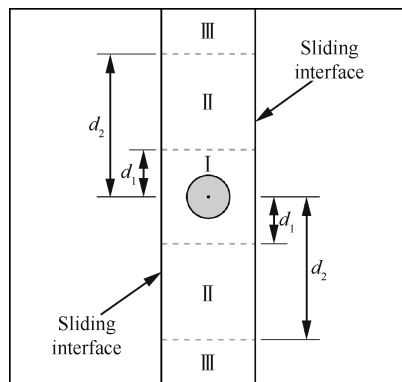


图 4 用两个滑移界面将单个振动圆柱计算域分割的示意图

Fig. 4 Schematic of a computational domain with two sliding interfaces for a vibrating cylinder

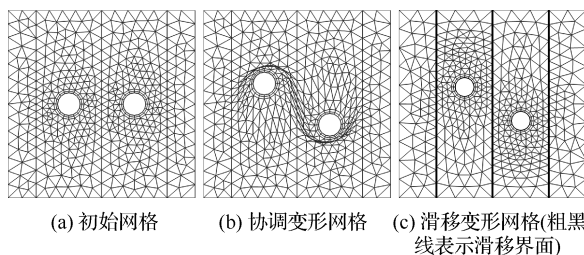


图 5 围绕两个振动圆柱的网格变形示意图

Fig. 5 Schematic of meshes deformation for two vibrating cylinders

显示了滑移网格方法的结果,充分说明了通过引入滑移界面,可以很大程度地提高网格质量。

理想情况下,网格运动不应该污染流场。最简单情况便是:动网格下定常自由来流应能始终保持定常,称之为自由流保持(Free-stream Preservation)。为了满足自由流保持,将自由来流参数代入式(2),经过变换,可以得到如下方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial(|\mathbf{J}|\xi_x)}{\partial\xi} + \frac{\partial(|\mathbf{J}|\eta_x)}{\partial\eta} = 0 \\ \frac{\partial(|\mathbf{J}|\xi_y)}{\partial\xi} + \frac{\partial(|\mathbf{J}|\eta_y)}{\partial\eta} = 0 \\ \frac{\partial|\mathbf{J}|}{\partial\tau} + \frac{\partial(|\mathbf{J}|\xi_t)}{\partial\xi} + \frac{\partial(|\mathbf{J}|\eta_t)}{\partial\eta} = 0 \end{cases} \quad (15)$$

式中: $\xi_x, \xi_y, \xi_t, \eta_x, \eta_y$ 和 η_t 均为变换雅克比矩阵 $\mathbf{J}$ 的元素。

式(15)只与网格的几何变量相关,与流场参数无关,所以通常称之为几何守恒律(Geometric

Conservation Law, GCL)^[30]。对式(15)方程组进行积分处理后会发现:前2个方程的物理意义是一个闭合的单元且必须一直保持闭合;第3个方程的物理意义是物理空间的体积变化率等于其边界扩展的速度。

对于GCL的处理,国内外学者已经做了很多研究^[31-35]。由映射关系式(14)可知,和空间变换相关的量($|\mathbf{J}|\xi_x$ 等)可以表示成拉格朗日插值多项式形式,而SD格式中空间离散是对变量直接进行微分,因此,若构造曲线网格的多项式阶数不高于构造守恒变量的多项式阶数,式(15)中的前两个等式能够自动满足^[31,35]。但SD格式中时间推进并不是解析的,导致式(15)中第3个方程并不能自动满足。一种可行的做法是将 $|\mathbf{J}|$ 视为未知量,采用和流场方程相同的时间及空间离散格式进行更新,取代由网格坐标直接计算得到 $|\mathbf{J}|$ 的做法^[33]。

在SD方法中的具体计算过程为:将GCL第3个方程写成如下形式:

$$\frac{\partial |\mathbf{J}|}{\partial \tau} = - \left(\frac{\partial (|\mathbf{J}|\xi_t)}{\partial \xi} + \frac{\partial (|\mathbf{J}|\eta_t)}{\partial \eta} \right) \quad (16)$$

式(16)右边为残差,则对于N阶精度SD格式,利用通量点处网格运动所得的 $|\mathbf{J}|\xi_t$ 和 $|\mathbf{J}|\eta_t$ 值构造出其相应的N阶多项式(与 $\tilde{F}_i$ 和 $\tilde{G}_i$ 的构造方法相同),进而分别对 ξ 和 η 求偏导并插值回解点处得到残差项,更新解点处的 $|\mathbf{J}|$ (与更新 $\tilde{Q}_i$ 采用相同的时间推进格式)。至此,保证了GCL中3个方程都满足。3.3节中将用此方法与由网格坐标直接计算得到 $|\mathbf{J}|$ 的方法进行比较。

2.3 滑移网格分块

并行计算首先要将全部网格分配给各个处理器,由于计算网格已经被滑移界面分成了几个子区域,因此并行时网格的分块策略值得详细研究。假设一共有 N_p 个处理器,滑移界面将网格分为 N_M 个子区域,将子区域合起来视为一个大的区域,在这个单独但间断的区域上进行网格分块。步骤如下:

步骤1 根处理器读入 N_M 个子区域的网格信息并存储。

步骤2 通过加上相应的偏移量,根处理器将各个子区域上的网格单元、节点以及边界等的

编号转成全局编号。偏移量是之前子区域上相应项目数量之和。例如,对于一个具有3个子区域的问题而言,若每个子区域上的网格单元数量都是100,那么子区域1、2和3的网格单元偏移量分别是0、100和200。

步骤3 根处理器调用Metis库^[36]里的函数,将整个大区域上的网格分成 N_p 块。

步骤4 根处理器将分块信息播散给其他子处理器。

步骤5 所有处理器根据分块文件读入各自块的网络信息。

这种方法的优势是其实际的分块数量通常是最小的,减少了处理器之间的信息传递。另外,可以实现全局的负载平衡。比如图6是6个处理器时图5(c)对应网格的分块情况,其中粗黑线表示分块边界。从图中可以看出,P0和P5的分块都不连续,分别在两个子区域上,但对于全局而言实现了负载平衡。实际上,对于网格量很大的情况(相对于处理器数量而言),分区通常都是连续的,因此这种方法在达到负载平衡的同时也能使分块数量最小。

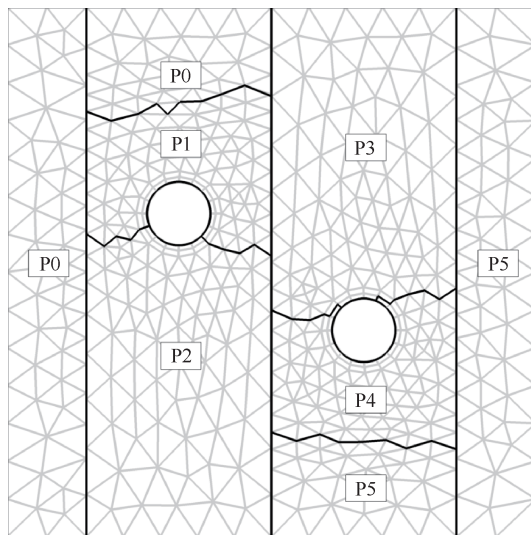


图6 6个处理器对绕两个振动圆柱网格的分块示意图
Fig. 6 Schematic of partitions of a mesh around two vibrating cylinders via 6 processors

2.4 滑移界面通信

滑移界面两侧的网格不均匀而且网格点有错位,导致了两侧网格实际上是间断的,本文采用粘接元方法进行滑移界面两侧的信息传递^[37]。粘

接元方法的主要思想是:将解/通量从网格面 Ω 投影到粘接元 Ξ (如图 7(a)),计算得粘接元上的解/通量后,将数据投影回网格面(如图 7(b)),以保证流场的守恒。滑移界面处,每一个网格面对应一个或者多个粘接元,而每一个粘接元左右各对应一个网格面。在时间推进的每一步都需要更新这种网格面-粘接元的对应关系。

图 8(a)为串行求解器中两块滑移网格之间的粘接元分布示意图,影线部分表示粘接元。对于并行求解器而言,情况有所差别。图 8(b)显示了 5 个处理器时两块滑移网格之间的粘接元分布,其中黑色影线部分表示当地粘接元,灰色阴影部分表示全局粘接元。每个处理器都对应当地粘接元,且每个粘接元只和一个网格面对应。如图 8(b)中处理器 P1 上的当地粘接元只和其左侧的网格面对应,因此左侧的解/通量可以从当地直接获得,而右侧的解/通量则需要从处理器 P3 或 P4 其上对应粘接元发出。对于其他处理器上的粘接元也类似。通过当地-全局粘接元对应关系,当地粘接元可以找到其在其他处理器上对应的粘接元。

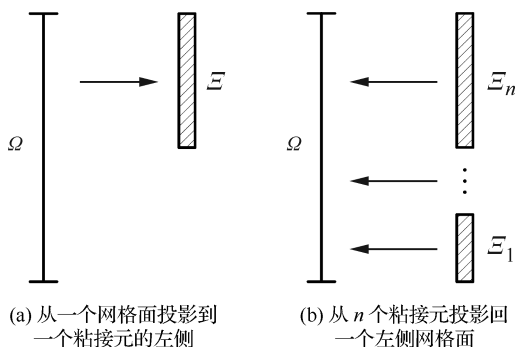


图 7 网格面和粘接元之间的投影关系

Fig. 7 Projection between a cell face and mortars

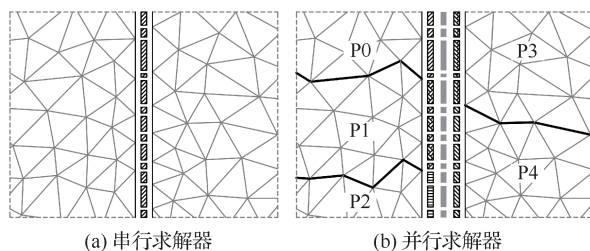


图 8 两块滑移网格之间的粘接元分布示意图

Fig. 8 Schematic of distribution of mortars between two sub-domain meshes with relative sliding motion

为了保证处理器之间信息传递的正确,网格面-粘接元对应关系以及当地-全局粘接元对应关系需要在每一迭代步更新。由于滑移界面处的网格节点数是固定的、在仿真过程中总粘接元数量也保持不变,因此,为了加快速度,可以用两个处理器分别从同一个滑移界面的两端开始更新网格面-粘接元以及当地-全局粘接元对应关系。

3 数值算例

本节验证非均匀滑移网格方法对无黏和有黏流动的空间精度,并证明高阶精度格式的低耗散特性,随之,模拟 4 个圆柱的 VIV 算例来验证并行求解器的加速效果。算例采用 5 步 4 阶显式龙格-库塔格式进行时间推进^[38]。所有算例都是在无量纲化后进行计算的。

3.1 Euler vortex 流动

在 Euler vortex 流动^[39]中,均匀来流输运一个等熵涡。Euler vortex 流动在无穷大区域内的解析解为

$$\begin{aligned} u &= U_{\infty} \left[\cos \theta - \frac{\epsilon y_r}{r_c} \exp\left(\frac{1 - x_r^2 - y_r^2}{2r_c^2}\right) \right] \\ v &= U_{\infty} \left[\sin \theta + \frac{\epsilon x_r}{r_c} \exp\left(\frac{1 - x_r^2 - y_r^2}{2r_c^2}\right) \right] \\ \rho &= \rho_{\infty} \left[1 - \frac{(\gamma - 1)(\epsilon Ma_{\infty})^2}{2} \exp\left(\frac{1 - x_r^2 - y_r^2}{r_c^2}\right) \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \\ p &= p_{\infty} \left[1 - \frac{(\gamma - 1)(\epsilon Ma_{\infty})^2}{2} \exp\left(\frac{1 - x_r^2 - y_r^2}{r_c^2}\right) \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \end{aligned} \quad (17)$$

式中: u, v, ρ 和 p 分别为 Euler vortex 流动中 x 和 y 方向的速度、密度和压力; $U_{\infty}, \rho_{\infty}, p_{\infty}$ 和 Ma_{∞} 分别为均匀流的速度、密度、压力和马赫数; γ 为比热比,通常取为 1.4; θ 为均匀流方向; ϵ 和 r_c 分别为涡的强度和尺寸;相对坐标 (x_r, y_r) 的定义为

$$\begin{cases} x_r = x - x_0 - \bar{u}t \\ y_r = y - y_0 - \bar{v}t \end{cases} \quad (18)$$

其中: $(\bar{u}, \bar{v}) = (U_{\infty} \cos \theta, U_{\infty} \sin \theta)$ 为均匀流的速度分量; (x_0, y_0) 为涡的初始位置。

在本仿真中,均匀来流的流动参数是: $(U_{\infty}, \rho_{\infty}) = (1, 1)$, 马赫数 $Ma_{\infty} = 0.3$, 涡随均

匀流沿 $\theta = \pi/6$ 方向运动。计算域为 $0 \leq x \leq 10$, $0 \leq y \leq 10$ 。仿真初始时刻,将强度和尺寸分别为 $\epsilon = 1$ 和 $r_c = 1$ 的涡置于计算域中心,即 $(x_0, y_0) = (5, 5)$ 。在 $x = 3$ 和 $x = 7$ 两处将计算域分为 3 部分。两侧的子区域用三角形单元划分,中间用四边形单元划分。用网格量分别为 44/15、156/50、568/200 和 2 216/800 的 4 套三角形/四边形混合网格进行精度测试。令中间子区域的水平中线 ($y = 5, 3 \leq x \leq 7$) 以方程 $\Delta y = \sin(0.5t)$ 随时间运动,变形区域限定为 $|y - 5| \leq 4$ 。两侧子区域网格则保持静止。

图 9 显示了在 568/200 混合网格上用 8 个处理器并行求解四阶精度格式得到的流场密度云图,图 9(a)对应初始时刻,图 9(b)为无量纲时间 $t = 2.3$ 时刻涡心刚好运动到滑移界面时的情况,图 9 中浅灰色为网格线,深灰色为处理器边界。可以看出,涡的层次清晰,滑移界面完全不会污染流场。

通过密度的 L_1 和 L_2 误差,进一步验证了计算精度。两个误差定义为

$$\text{error}_{L_1} = \frac{\sum_{i=1}^{\text{DOF}} |\rho_i - \rho_i^{\text{exact}}|}{\text{DOF}} \quad (19)$$

$$\text{error}_{L_2} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{\text{DOF}} (\rho_i - \rho_i^{\text{exact}})^2}{\text{DOF}}} \quad (20)$$

式中: ρ_i 和 ρ_i^{exact} 分别为第 i 个自由度处密度的数值解和解析解;DOF 为全局的自由度数量。对于一套网格具有 N_{quad} 个四边形单元和 N_{tri} 个三角形单元的网格,若采用 N 阶精度格式,则其自由度为

$$\text{DOF} = N_{\text{quad}} N^2 + N_{\text{tri}} \frac{N(N+1)}{2} \quad (21)$$

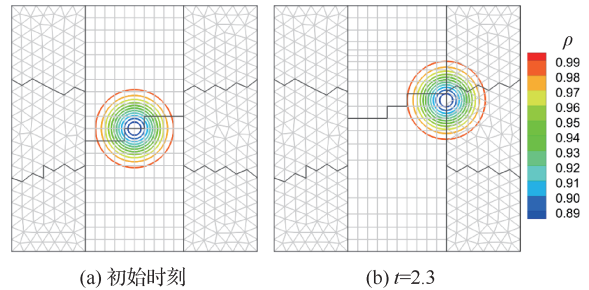


图 9 Euler vortex 流动对应的密度云图
Fig. 9 Density contours for Euler vortex flow

表 1 给出了 $t = 2.3$ 时刻上述 4 套网格在三阶和四阶格式下的误差和精度。精度的计算依据为

$$\text{order} = \frac{\lg(\text{error}_{\text{coarse}}/\text{error}_{\text{fine}})}{\lg(\sqrt{\text{DOF}_{\text{fine}}/\text{DOF}_{\text{coarse}}})} \quad (22)$$

式中: order 为精度阶; error 为误差值;下标 coarse 和 fine 分别表示粗网格和密网格。

从表 1 中可见,误差随着网格的加密逐渐减小。当使用三阶精度格式时,数值计算得到的精度阶数略小于 3;四阶精度格式得到的结果略大于 4。很明显,尽管存在不连续的滑移界面,滑移网格方法还是能够在无黏流动中保持 SD 方法的高精度。

表 1 Euler vortex 流动仿真的误差和精度的阶数(基于密度计算)

Table 1 Errors and orders of accuracy (based on density) for Euler vortex flow simulation

格式	单元数	L_1 误差	L_1 误差精度阶	L_2 误差	L_2 误差精度阶
三阶	44/15	1.58×10^{-3}		2.97×10^{-3}	
	156/50	3.08×10^{-4}	2.62	5.69×10^{-4}	2.65
	568/200	4.32×10^{-5}	2.97	9.17×10^{-5}	2.76
	2 216/800	6.58×10^{-6}	2.75	1.47×10^{-5}	2.67
四阶	44/15	6.95×10^{-4}		1.37×10^{-3}	
	156/50	5.76×10^{-5}	4.00	1.14×10^{-4}	4.00
	568/200	3.44×10^{-6}	4.25	7.43×10^{-6}	4.12
	2 216/800	2.00×10^{-7}	4.15	4.34×10^{-7}	4.14

3.2 平板 Couette 流动

对于在两个相距 H 的无限长平板之间的黏性平板 Couette 流,如果上板的温度是 T_t 且以速度 U 运动,下板温度为 T_b 且静止,那么稳态流场为

$$\begin{cases} u = \frac{y}{H}U \\ v = 0 \\ e = e_b + \frac{y}{H}(e_t - e_b) + \frac{PrU^2}{2\gamma} \left[\frac{y}{H} - \left(\frac{y}{H} \right)^2 \right] \\ p = \text{Constant} \end{cases} \quad (23)$$

式中: $e = c_v T$ 为内能, $c_v = R/(\gamma - 1)$ 为定容比热容, T 为温度, R 为气体常数;下标 b 和 t 分别表示

下板和上板; Pr 为普朗特数, 本文取为 0.72。

在本算例中, 设 $H = 1, U = 1.0, T_b = T_t = 1.0$ 。上板处的马赫数 $Ma_t = 0.1$ 。雷诺数的值依赖于 H, U 以及流体黏性(假设为常量), 取为 $Re = 100$ 。计算域为 $0 \leq x \leq 2$ 和 $0 \leq y \leq H$, 并被 $x = 0.6$ 和 $x = 0.4$ 两条直线分为 3 个子区域。令中间子区域的水平方向的中线以 $\Delta y = 0.1 \sin(0.5t)$ 运动, 且其网格变形区域限制在 $0.1 \leq y \leq 0.9$ 之间。剩余两个子区域网格保持静止。上下采用无滑移恒温壁面边界条件, 左右视为周期性边界条件。测试中用到了 3 套网格, 分别含有 4/4、16/16 和 64/64 个三角形/四边形混合网格单元。

图 10 显示了在 64/64 混合网格上用四阶精度格式仿真得到的稳态平板 Couette 流马赫数 (Ma) 云图, 图中浅灰色线为网格线, 深灰色线为处理器界面。很明显, 网格的运动以及滑移界面网格的错位并没有引入任何可见的扰动。马赫数云图在纵向层次分明, 且沿水平方向保持不变, 与流场解析解一致。

误差和精度的计算方法与 Euler vortex 流中一致, 表 2 显示了用速度 u 算得的结果。同样地, 随着网格密度的增加, L_1 和 L_2 误差都相应地逐渐减小, 精度也在 3 和 4 左右。因此, 对于黏性流动而言, 该滑移网格方法依然可以达到理想的精度。

为了便于说明高精度求解器的低耗散特性, 将图 10 所示的流场区域全部用四边形单元进行划分, 中间子区域网格的运动规律保持不变。采用二阶精度格式分别在单元数为 200 和 800 的两套网格上进行仿真, 四阶精度格式在单元数为 50 和 200 的两套上进行仿真, 从而两种精度格式两次仿真的自由度分别都为 800 和 3 200。图 11 显示了 4 次仿真密度的 L_1 误差随迭代步数的变化

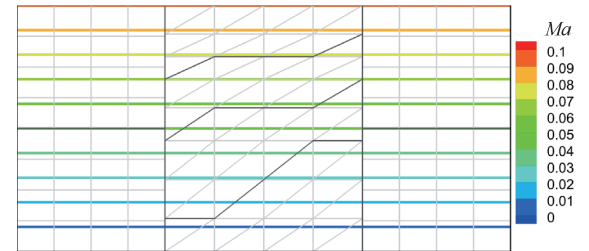


图 10 平板 Couette 流马赫数云图
Fig. 10 Mach number contours for planar Couette flow

曲线。由图可知, 在相同自由度的情况下, 四阶精度格式误差始终小于二阶精度格式; 甚至自由度为 800 的四阶精度格式仿真误差也明显小于自由度为 3 200 的二阶精度格式仿真误差, 验证了高阶精度格式的低耗散性。

表 2 平板 Couette 流动仿真的误差和精度的阶数 (基于速度 u 计算)

Table 2 Errors and orders of accuracy (based on u velocity) for planar Couette flow simulation

格式	单元数	L_1 误差	L_1 误差的精度阶	L_2 误差	L_2 误差的精度阶
三阶	4/4	2.03×10^{-5}		2.36×10^{-5}	
	16/16	2.54×10^{-6}	3.00	2.89×10^{-6}	3.03
	64/64	3.05×10^{-7}	3.06	3.47×10^{-7}	3.06
四阶	4/4	2.46×10^{-7}		3.91×10^{-7}	
	16/16	1.77×10^{-8}	3.79	2.71×10^{-8}	3.85
	64/64	1.18×10^{-9}	3.90	1.66×10^{-9}	4.03

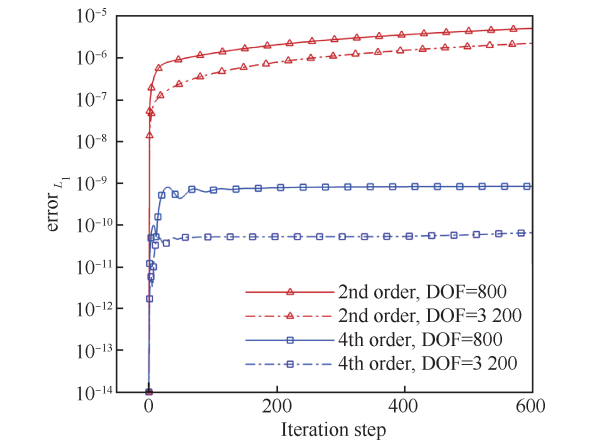


图 11 平板 Couette 流动仿真密度的 L_1 误差随迭代步数变化
Fig. 11 Variation of L_1 errors of density with iteration steps for planar Couette flow simulation

3.3 定常均匀来流数值模拟

如图 12(a), 计算区域为 10×10 的矩形, 划分为三角形和四边形混合网格, 上下左右都设为周期性边界条件。两条黑色的滑移界面将流场分为 3 部分: 中间子区域的水平中线 ($y = 5, 3 \leq x \leq 7$) 以方程 $\Delta y = \sin(0.5t)$ 随时间运动, 则周期 $T = 4\pi$, 上下两侧区域相应地拉伸或压缩, 变形区域限定为 $|y - 5| \leq 4$; 左右两侧子区域内部

网格点按式(24)所示规律运动(其中,IV 为网格点的序号)。图 12 显示了仿真初始时刻和仿真过程中两个不同时刻的网格情况,其中图 12(a)为初始时刻网格。

$$\begin{cases} x(t) = x(0) + 0.3\sin\left(\frac{IV}{2}\right)\sin(0.5t) \\ y(t) = y(0) + 0.3\cos\left(\frac{IV}{2}\right)\sin(0.5t) \end{cases} \quad (24)$$

流场初始化为均匀来流,马赫数取 0.3。采

用四阶精度格式离散 Euler 方程,时间步长取为 1.0×10^{-3} 。图 13 给出了满足 GCL($|J|$ 作为未知量在时间推进中迭代更新)和不满足($|J|$ 由网格坐标信息直接算得)情况下,密度的 L_1 和 L_2 误差对比。从图中可以看出,在网格有压缩和扭曲的情况下,满足 GCL 的自由流仿真算例能够维持在机器零附近没有增加,证明了求解器的自由流保持特性。

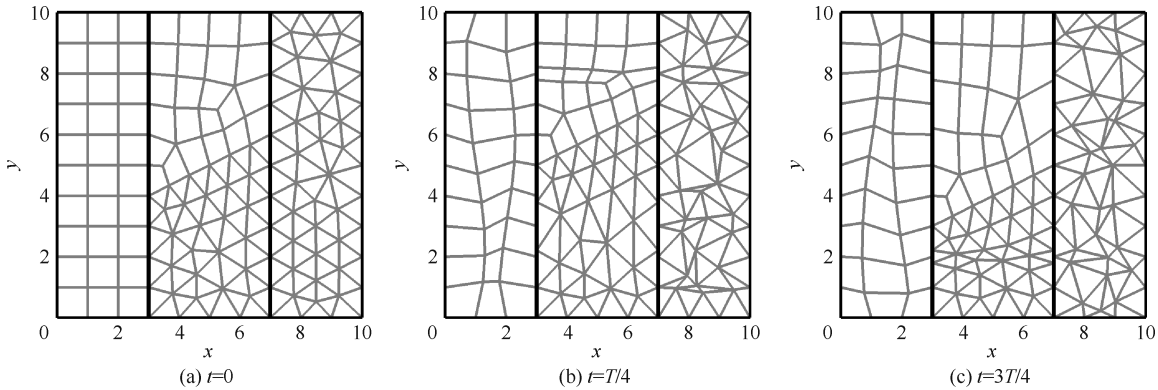


图 12 3 个不同时刻对应的流场网格

Fig. 12 Meshes of flow field at three different time instants

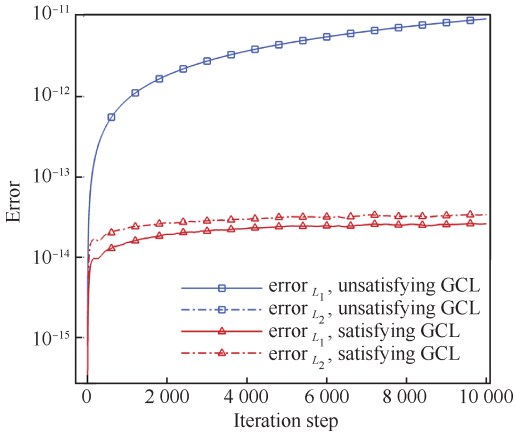


图 13 四阶精度格式自由来流仿真密度误差变化

Fig. 13 Density error history of 4th order scheme for free stream flow simulation

3.4 单个圆柱的 VIV 数值模拟

此算例对弹性连接的单个圆柱进行 VIV 仿真,并与其他文献中的结果进行比较,验证方法的有效性。计算状态为:自由来流马赫数 $Ma_\infty = 0.2$,雷诺数 $Re = 100$,圆柱的质量比为 $m^* =$

10.0,速度比 $U^* = 4.92$,阻尼比 $\zeta = 0$ (变量定义见文献[12])。

圆柱直径 $D = 1$,计算区域长与宽为 $60D \times 20D$,圆柱圆心距入流边界 $10D$,两个滑移界面将流场分为 3 个子区域。流场划分成 6 696 个混合网格单元,圆柱周边和尾迹区网格进行了加密。边界条件设置为:狄利克雷入口边界条件、压力出口边界条件、上下为对称边界条件、圆柱表面为无滑移绝热壁面。时间推进步长为 $\Delta t = 5.0 \times 10^{-4}$ 。圆柱沿来流方向(x 方向)和垂直来流方向(y 方向)都可以振动, x 方向振动的控制方程也为式(4),控制参数和 y 方向参数一致。因幅值很小,单纯的解析变形函数便可满足 x 方向的变形要求。

表 3 给出了圆柱响应的 Strouhal 数(Sr)、垂直流向的无量纲最大位移 $(y/D)_{\max}$ 、沿流向的平均位移 $(\bar{x}/D)$ 及其均方根值 $(x/D)_{\text{RMS}}$ 。从表中可以看出,当前方法仿真所得的结果与 Prasanth 等[12]所得的结果差别很小,验证了方法的有效性。图 14 是计算稳定以后由圆柱升力系数 C_L 和

阻力系数 C_D 得到的利萨茹曲线,曲线不断重复说明仿真已计算至流场充分发展。

表 3 单个圆柱 VIV 数值模拟响应

Table 3 Response of single cylinder VIV simulation				
数据来源	Sr	$(y/D)_{\max}$	$\overline{(x/D)}$	$(x/D)_{\text{RMS}}$
Prasanth ^[12]	0.200	0.57	0.09	0.01
本文	0.196	0.565	0.088	0.009

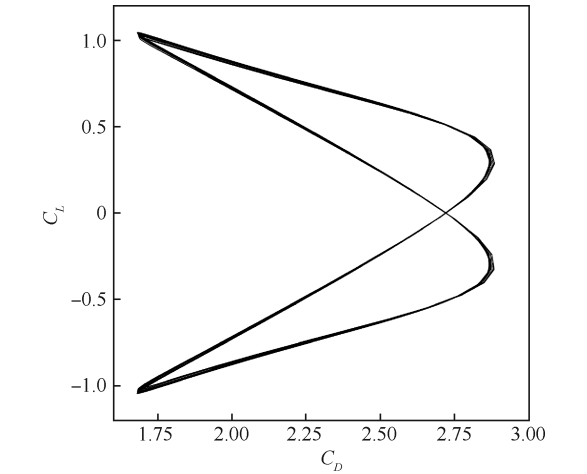


图 14 t 从 220 到 600 过程中单个圆柱仿真 C_L 和 C_D 的利萨茹曲线

Fig. 14 Lissajous curve of C_L and C_D for single cylinder from $t=220$ to $t=600$

3.5 一系列 4 个圆柱的 VIV 数值模拟

此算例对置于一列的 4 个圆柱进行 VIV 仿真,目的是测试求解器的加速效果,并且验证求解器处理流场中存在多个物体,相互之间具有较大相对运动情况的能力。相邻的两个圆柱间隔 $\Delta L/D=1.0$,自由来流马赫数 $Ma_\infty=0.1$,雷诺数 $Re=200$,每一个圆柱的质量比都为 $m^*=5.0$,速度比 $U^*=9$,阻尼比 $\zeta=0$ 。

计算域的范围为 $74D\times 50D$,前面的圆柱距离入流边界 $20D$,用 5 个滑移界面将流场分为 6 个子区域。流场一共划分为 58 436 个混合网格单元,其中中间 4 个动网格区域分别有 7 116 个单元,前面的静止网格区域有 8 708 个单元,最后的静止网格区域有 21 262 个单元,对圆柱周边和尾迹区网格进行了加密。边界条件设置为:狄利克雷入口边界条件、压力出口边界条件、上下为对称边界条件、圆柱表面是无滑移绝热壁面。时间推进步长为 $\Delta t=2.0\times 10^{-4}$ 。

图 15 显示了一定时间内段内 4 个圆柱的位移随时间变化曲线。由于流场的涡结构比较复杂(见图 16),所以圆柱的位移响应也比较丰富。平均振幅的相对大小在 0.6~1.0 之间,相对于圆柱间隔而言是比较大的。图 16 是某一时刻流场的涡量云图,灰线表示处理器的分区界面,水平的点

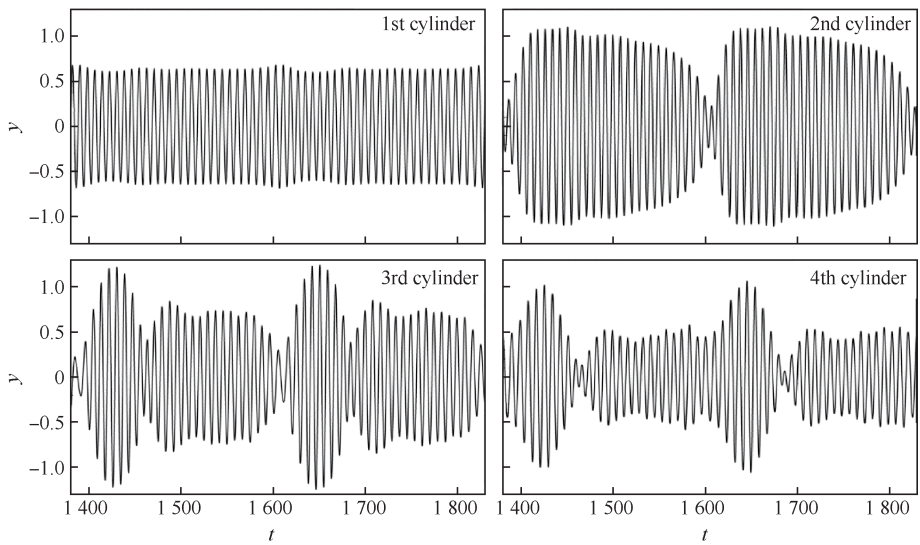


图 15 4 个圆柱的位移随时间变化曲线

Fig. 15 Displacement history of four cylinders

画线表示 4 个圆柱初始所在的位置。从图中可以看出求解器能够很清晰地刻画流场,证明了本文动网格方法的可靠性。

测试并行求解器加速效果时用到了多达 240 个处理器,图 17 显示了加速效率(Speedup)随所用处理器数量(Number of processors)的变化关系,其中 Linear 表示理想情况下所能达到的线性加速效果。对于具有 $N_M - 1$ 个滑移界面的网格,最多可以有 $2(N_M - 1)$ 个处理器去更新滑移界面处的网格面-粘接元对应关系以及当地-全局粘接元对应关系,剩余的处理器需要等待,造成了一点资源浪费。由图 17 可见,在 120 个处理器以内,加速基本都能保持线性。随着处理器数量的继续增加,处理器之间的信息传递时间以及更新粘接元对应关系的等待时间占总时间的比重也在增加,影响了加速效果。

同时,对比 3 条加速曲线可以发现,精度越

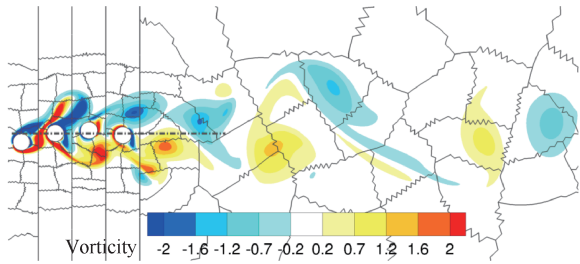


图 16 某一时刻流过 4 个涡激振荡圆柱流场的涡量云图

Fig. 16 Vorticity contours at one instant for a row of four vibrating cylinders

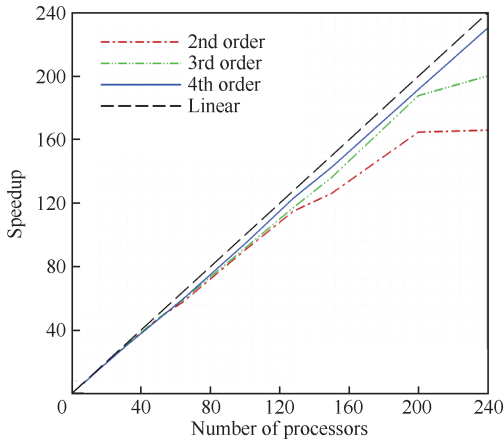


图 17 并行求解器加速曲线

Fig. 17 Speedup curves of parallel solver

高,加速效果越好。因为随着精度增加,处理器内部需要处理的自由度以 $O(N^2)$ 增加,而边界交互自由度只以 $O(N)$ 增加,使得处理器之间信息传递以及等待时间所占比重也相对减小。同理,对网格进行加密时,也会使得线性加速的效果能够保持到处理器数量更大的时候。因此该求解器适用于进行大规模并行仿真。

4 结 论

1) 提出了一种适用于涡激振荡仿真的并行高精度方法,可用于研究大振幅、小间距等极端 VIV 问题。

2) SD 方法在三角形/四边形非结构混合网格的应用,使得求解器对于复杂外形处理能力增强;利用了非均匀滑移网格方法,克服传统协调网格方法所受到的变形幅度的限制,可以方便地实现网格变形,保证良好的网格质量,并满足 GCL 条件。

3) 数值算例表明,该方法对于无黏流动和黏性流动都能保持原 SD 方法的高阶精度,证明了求解器具有低耗散性的特性,能够精确捕捉流场细节,从而使得 VIV 仿真准确。

4) 并行测试证明该求解器具有较好的加速效果,且所用数值格式精度越高、网格数量越大,加速效果越好,因此该求解器适合于大规模并行计算。

参 考 文 献

- [1] BLEVINS R D, SAUNDERS H. Flow-induced vibration [M]. New York: Van Nostrand Reinhold Co., 1990: 1-3.
- [2] WILLIAMSON C H K, GOVARDHAN R. Vortex-induced vibrations[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2004, 36: 413-455.
- [3] WILLIAMSON C H K, GOVARDHAN R. A brief review of recent results in vortex-induced vibrations[J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2008, 96(6): 713-735.
- [4] 贾志刚, 吕志咏, 邓小刚. 均匀来流中旋转振荡圆柱绕流的数值研究[J]. 航空学报, 1999, 20(5): 389-392.
JIA Z G, LV Z Y, DENG X G. Numerical study of flow-field past a rotating oscillation circular cylinder in uniform flow[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 1999, 20(5): 389-392 (in Chinese).

- [5] 唐虎, 常士楠, 成竹, 等. 亚临界圆柱绕流的 DES 方法比较[J]. 航空学报, 2017, 38(3): 87-97.
TANG H, CHANG S N, CHENG Z, et al. Comparison of detached eddy simulation schemes on a subcritical flow around circular cylinder[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2017, 38(3): 87-97 (in Chinese).
- [6] FENG C C. The measurement of vortex induced effects in flow past stationary and oscillating circular and D-section cylinders[D]. Vancouver: University of British Columbia, 1968: 30-45.
- [7] KHALAK A, WILLIAMSON C H K. Dynamics of a hydroelastic cylinder with very low mass and damping[J]. Journal of Fluids and Structures, 1996, 10(5): 455-472.
- [8] KHALAK A, WILLIAMSON C H K. Motions, forces and mode transitions in vortex-induced vibrations at low mass-damping [J]. Journal of Fluids and Structures, 1999, 13(7-8): 813-851.
- [9] MITTAL S, KUMAR V. Finite element study of vortex-induced cross-flow and in-line oscillations of a circular cylinder at low Reynolds numbers[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1999, 31(7): 1087-1120.
- [10] JEON D, GHARIB M. On circular cylinders undergoing two-degree-of-freedom forced motions[J]. Journal of Fluids and Structures, 2001, 15(3-4): 533-541.
- [11] JAUVTIS N, WILLIAMSON C H K. The effect of two degrees of freedom on vortex-induced vibration at low mass and damping[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2004, 509: 23-62.
- [12] PRASANTH T K, BEHARA S, SINGH S P, et al. Effect of blockage on vortex-induced vibrations at low Reynolds numbers[J]. Journal of Fluids and Structures, 2006, 22(6-7): 865-876.
- [13] YAO W, JAIMAN R K. Model reduction and mechanism for the vortex-induced vibrations of bluff bodies[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2017, 827: 357-393.
- [14] YAO W, JAIMAN R K. Feedback control of unstable flow and vortex-induced vibration using the eigensystem realization algorithm [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2017, 827: 394-414.
- [15] GOTTLIEB D, ORSZAG S A. Numerical analysis of spectral methods: Theory and applications [C]// CBMS-NSF Regional Conference Series in Applied Mathematics. Society for Industry and Applied Mathematics. Philadelphia, PA: SIAM, 1977: 969-970.
- [16] WANG J P. Key to problems in spectral methods [M]// HAFEZ M, OSHIMA K. Computational fluid dynamics review. Singapore: World Scientific, 1998: 369-378.
- [17] 王健平. 谱方法的基本问题与有限谱法[J]. 空气动力学学报, 2001, 19(2): 161-171.
- WANG J P. Fundamental problems in spectral methods and finite spectral method [J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2001, 19(2): 161-171 (in Chinese).
- [18] KOPRIVA D A. A staggered-grid multidomain spectral method for the compressible Navier-Stokes equations[J]. Journal of Computational Physics, 1998, 143(1): 125-158.
- [19] LIU Y, VINOKUR M, WANG Z J. Spectral difference method for unstructured grids I: Basic formulation [J]. Journal of Computational Physics, 2006, 216(2): 780-801.
- [20] WANG Z J, LIU Y, MAY G, et al. Spectral difference method for unstructured grids II: Extension to the Euler equations [J]. Journal of Scientific Computing, 2007, 32: 45-71.
- [21] LIANG C, JAMESON A, WANG Z J. Spectral difference method for compressible flow on unstructured grids with mixed elements [J]. Journal of Computational Physics, 2009, 228(8): 2847-2858.
- [22] JAMESON A. A proof of the stability of the spectral difference method for all orders of accuracy [J]. Journal of Scientific Computing, 2010, 45: 348-358.
- [23] MAY G, SCHÖBERL J. Analysis of a spectral difference scheme with flux interpolation on Raviart-Thomas elements; AICES-2010/04-8 [R]. Aachen, NRW: RWTH Aachen University, 2010.
- [24] BALAN A, MAY G, SCHÖBERL J. A stable high-order spectral difference method for hyperbolic conservation laws on triangular elements [J]. Journal of Computational Physics, 2012, 231(5): 2359-2375.
- [25] ZHANG B, LIANG C. A simple, efficient, and high-order accurate curved sliding-mesh interface approach to spectral difference method on coupled rotating and stationary domains [J]. Journal of Computational Physics, 2015, 295: 147-160.
- [26] ZHANG B, LIANG C, YANG J, et al. A 2D parallel high-order sliding and deforming spectral difference method [J]. Computers & Fluids, 2016, 139: 184-196.
- [27] LI M, QIU Z, LIANG C, et al. A new high-order spectral difference method for simulating compressible flows on unstructured grids with mixed elements; AIAA-2017-0520 [R]. Reston, VA: AIAA, 2017.
- [28] RUSANOV V V. Calculation of interaction of non-steady shock waves with obstacles [J]. Journal of Computational Math Physics USSR, 1961, 1: 261-279.
- [29] PERSSON P O, BONET J, PERAIRE J. Discontinuous Galerkin solution of the Navier-Stokes equations on deformable domains [J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2009, 198: 1585-1595.
- [30] THOMAS P D, LOMBARD C K. Geometric conservation

- law and its application to flow computations on moving grids[J]. AIAA Journal, 1979, 17(10): 1030-1037.
- [31] KOPRIVA D A. Metric identities and the discontinuous spectral element method on curvilinear meshes[J]. Journal of Scientific Computing, 2006, 26(3): 301-327.
- [32] 刘君, 白晓征, 张涵信, 等. 关于变形网格“几何守恒律”概念的讨论[J]. 航空计算技术, 2009, 39(4): 1-5.
LIU J, BAI X Z, ZHANG H X, et al. Discussion about GCL for deforming grids[J]. Aeronautical Computing Technique, 2009, 39(4): 1-5 (in Chinese).
- [33] MINOLI C A, KOPRIVA D A. Discontinuous Galerkin spectral element approximations on moving meshes[J]. Journal of Computational Physics, 2011, 230(5): 1876-1902.
- [34] MA R, CHANG X, ZHANG L, et al. On the geometric conservation law for unsteady flow simulations on moving mesh[J]. Procedia Engineering, 2015, 126: 639-644.
- [35] XU D, DENG X, CHEN Y, et al. On the freestream preservation of finite volume method in curvilinear coordinates[J]. Computers & Fluids, 2016, 129: 20-32.
- [36] KARYPIS G, KUMAR V. A Fast and high quality multi-level scheme for partitioning irregular graphs[J]. SIAM Journal on Scientific Computing, 1999, 20: 359-392.
- [37] MAVRIPLIS C A. Nonconforming discretizations and a posteriori error estimates for adaptive spectral element techniques[D]. Boston, MA: Massachusetts Institute of Technology, 1989: 92-111.
- [38] RUUTH S. Global optimization of explicit strong-stability-preserving Runge-Kutta methods[J]. Mathematics of Computation, 2006, 75(253): 183-207.
- [39] ERLEBACHER G, HUSSAINI M Y, SHU C W. Interaction of a shock with a longitudinal vortex[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1997, 337: 129-153.

(责任编辑: 王娇)

A parallel high-order method for simulating vortex-induced vibrations

QIU Zihua¹, XU Min^{1,*}, ZHANG Bin², LIANG Chunlei²

1. School of Astronautics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China

2. Department of Mechanical and Aerospace Engineering, The George Washington University,
Washington, D. C. 20052, United States

Abstract: This paper presents a parallel high-order method for simulating Vortex-Induced Vibrations (VIV) at very challenging situations, such as vibrations of very closely placed solid objects or a row of multiple objects with large relative displacements. This method works on unstructured triangular/quadrilateral hybrid grids by employing the high-order Spectral Difference (SD) method for spatial discretization. By introducing nonuniform sliding meshes, a computational domain is split into several non-overlapping subdomains, and each subdomain can enclose an object and move freely with respect to its neighbors. The two sides of a sliding interface are coupled through a newly developed nonuniform mortar method. A monolithic approach is adopted to seamlessly couple the fluid and the solid vibration equations. Parallelization strategy is studied and achieved by message passing interface implementation. Through a series of numerical tests, we demonstrate that the present method is high-order accurate for both inviscid and viscous flows; for steady uniform flow, the solver can assure free stream preservation; single cylinder VIV simulation agrees well with previous simulations, which verifies the reliability of the method; mesh deformation can be easily applied even when the deformation of the flow field is complicated, and high parallel efficiency can be achieved at the same time.

Keywords: fluid-structure interaction; high-order scheme; spectral difference method; sliding-mesh; vortex-induced vibration; parallel computing

Received: 2018-06-26; **Revised:** 2018-08-28; **Accepted:** 2018-10-11; **Published online:** 2018-10-19 15:53

URL: <http://hkxb.buaa.edu.cn/CN/html/20190307.html>

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (11602296, 11802179)

* **Corresponding author.** E-mail: xumin@nwpu.edu.cn