

离心叶轮气动阻尼的数值分析

肖 军, 杨启超, 王 乐
(合肥通用机械研究院 压缩机技术国家重点实验室, 合肥 230031)

摘 要: 为进行运动边界下离心叶轮流场的数值分析,独立开发了网格变形程序和非定常流动分析程序,实现了流场中振动离心叶轮的气动阻尼计算。采用紧支撑径向基函数法进行结构到气动表面变形的数据传递,应用二叉树技术进行壁面距离的计算,大幅提高了网格变形和流场分析中距离搜索的计算效率。通过振动叶栅和离心叶轮的算例,验证了程序应用于运动边界流场计算和叶轮流场模拟的正确性。以某离心叶轮为对象,展开其模态气动阻尼比的计算分析。结果表明:考察的两个模态下气动阻尼比均为正值,小幅振动下模态气动阻尼比与振幅无关,轮盘振动模态下叶轮的气动阻尼比随工况接近失速而逐渐减小。

关 键 词: 离心叶轮; 气动阻尼; 二叉树; 紧支撑径向基函数; 运动边界

中图分类号: V231.3 **文献标志码:** A

Numerical analysis of aerodynamic damping for centrifugal impeller

XIAO Jun, YANG Qichao, WANG Le
(National Key Laboratory of Compressor Technology,
Hefei General Machinery Research Institute, Hefei 230031, China)

Abstract: In order to carry out the numerical analyses of the flow fields with moving boundaries in centrifugal impellers, the codes for the grid deformation and the unsteady flow simulations were developed independently, by which the calculations of the aerodynamic damping of centrifugal impellers were realized. By adopting the compactly supported radial basis function to carry out the data transfer of surface deformation from the structure mesh to the flow mesh, and utilizing the binomial tree technique to fulfill the wall distance calculations, the computation efficiencies of grid deformation and flow-field analyses were greatly increased. According to the test cases of an oscillating cascade and a centrifugal impeller, the correctness of the code for the simulations of the flow-fields with moving boundaries and the flows in centrifugal impellers was validated. Then taking a centrifugal impeller as the research object, the calculations of modal aerodynamic damping ratios were carried out. Results showed that, the aerodynamic damping ratios of two selected modes were both positive. The modal aerodynamic damping ratio had no relationship with the oscillating amplitude under small oscillations. For the disk vibration mode, the value of aerodynamic damping ratio decreased as the operating condition shifted towards the stall point.

Key words: centrifugal impeller; aerodynamic damping; binomial tree;

收稿日期:2017-03-31
基金项目:国家青年科学基金(51405130)
作者简介:肖军(1979—),男,副研究员,博士,主要从事叶轮机械气动热力学研究。E-mail:xjcompressor@163.com
引用格式:肖军,杨启超,王乐. 离心叶轮气动阻尼的数值分析[J]. 航空动力学报,2018,33(9):2129-2138. XIAO Jun, YANG Qichao, WANG Le. Numerical analysis of aerodynamic damping for centrifugal impeller[J]. Journal of Aerospace Power, 2018,33(9):2129-2138.

compactly supported radial basis function; moving boundary

现代工业离心压缩机中,气流激振诱发的叶轮受迫振动是导致叶轮疲劳破坏的重要因素。为准确预测离心叶轮的受迫响应特性,应当获得叶轮部件的完整力学参数,其中阻尼特性是较难得到的关键数据。对于不带冠离心叶轮,因叶片和轮盘是一体加工的,机械阻尼可被忽略,且有研究表明,叶片材料阻尼较小,对动力响应影响不大,于是气动阻尼就成为影响叶轮阻尼特性的支配因素。气动阻尼表征叶片与周围气体之间的能量传递,其值受诸多气流参数影响,目前有关气动阻尼的文献数据有限,且研究主要针对轴流叶片展开。Crawley^[1]较早进行了该方面的工作,对一跨声速压气机展开了转子叶片气动阻尼的测量,叶片由上游进气扰动装置激振,测量得到了叶片不同叶间相角下的气动阻尼。Kielb 和 Abhari^[2]通过实验测量了某涡轮叶片的气动和结构阻尼,将在一定进气压力条件下测得的叶片总阻尼,减去空载条件下测得的阻尼,即得到叶片的气动阻尼。Kammerer 和 Abhari^[3]针对某高速离心压缩机叶轮测量了其在不同工况条件下的阻尼数据,着重分析了进气压力和工况点对叶片模态阻尼的影响。利用类似的实验方法,Zemp 等^[4]研究了某离心压缩机的气动阻尼和应变响应。结果表明,对于叶片 1 阶模态,在进气压力为 100 kPa 时,气动阻尼大小约为材料阻尼的 3 倍。Seeley 等^[5]通过实验测量了线性涡轮叶栅的气动阻尼,叶片绕其弹性轴振动,实验表明气动阻尼比与振幅无关。

应用计算流体力学技术,亦有研究采用数值分析手段获得叶片的气动阻尼。Parthasarathy^[6]利用数值模拟得到了某跨声速风扇叶片的气动阻尼,并研究了叶间相角对气动阻尼特性的影响。Srivastava 等^[7]用能量法计算了叶片气动阻尼,分析了出口反压对气动阻尼的影响,以及不同反压下激波位置变化对气动阻尼的影响。Seinturi-er 等^[8]分别用 Euler 方程和线性化的 Naiver-Stokes(N-S)方程计算了某压气机叶片二弯模态的气动阻尼,并将其用于气流激振的受迫响应计算。Elder 等^[9]采用傅式转换法求解周期性流场,只使用两个通道计算,得到的美国国家航空航天局(NASA) Rotor 67 叶片不同叶间相角时的气动阻尼与全通道计算结果符合很好。Sadeghi 等^[10]采用全通道流场计算研究了某失谐压气机叶栅的颤振特性,结果表明,叶间相角失谐对气动

阻尼影响很小,而频率失谐对气动阻尼有显著影响,合适的频率失谐有利于提高气弹稳定性。

上述有关气动阻尼的计算研究均以轴流叶片为对象,目前少有针对离心叶轮气动阻尼展开计算分析的文献。由于转子叶盘的结构特点,其叶片往往呈现行波型振动,特别对于轴流叶片一类高而短的结构,可假设所有叶片均固支于其根部振动,各叶片以同样的频率和振幅做简谐振动,相邻叶片的振动只相差一个叶间相角,该方法被广泛应用于轴流叶片气动阻尼的计算中。但对于离心叶轮结构,因其叶片展向短而弦向长,叶-盘振动必须整体分析,不同节径的振动不仅叶间相角不同,频率亦发生变化,故离心叶轮气动阻尼的分析方法与轴流叶片有所不同。因气动阻尼的计算涉及网格变形、流固数据传递和运动边界场分析等多项数值技术,已有计算研究多采用商业软件实现。而目前商业软件对于大规模网格的变形和壁面距离计算,缺乏高效的解决方案,因而限制了离心叶轮气动阻尼问题的计算研究。

本文为实现离心叶轮气动阻尼的计算分析,独立开发了网格变形程序和流动分析程序,分别利用紧支撑径向基函数和二叉树技术,大大提高了网格变形和壁面距离的计算效率。以某离心叶轮为研究对象,在计算其模态气动阻尼比的基础上,分析了振幅、工况条件对气动阻尼的影响,并讨论了叶轮表面气动功率密度的分布特征。

1 数值方法

1.1 控制方程

考虑运动网格,将相对旋转坐标系下的可压缩流雷诺时均 Navier-Stokes 方程转换到任意曲线坐标系 (ξ, η, ζ) 下,有

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{F} - \hat{F}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial (\hat{G} - \hat{G}_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial (\hat{H} - \hat{H}_v)}{\partial \zeta} = \hat{S} \tag{1}$$

式中 $\hat{Q}$ 为守恒变量, $\hat{F}_v, \hat{G}_v, \hat{H}_v$ 为黏性通量,无黏通量 $\hat{F}, \hat{G}, \hat{H}$ 和源项 $\hat{S}$ 的表达式为

$$\hat{F} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho U u + \xi_x p \\ \rho U v + \xi_y p \\ \rho U w + \xi_z p \\ (E + p)U - \xi_i p \end{bmatrix}$$

$$\hat{\mathbf{G}} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho Vu + \eta_x p \\ \rho Vv + \eta_y p \\ \rho Vw + \eta_z p \\ (E + p)V - \eta_t p \end{bmatrix}$$
$$\hat{\mathbf{H}} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho W \\ \rho Wu + \zeta_x p \\ \rho Wv + \zeta_y p \\ \rho Ww + \zeta_z p \\ (E + p)W - \zeta_t p \end{bmatrix} \quad \hat{\mathbf{S}} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \rho \omega v \\ -\rho \omega u \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{2}$$

式中 J 为雅可比矩阵, ω 为绕 z 轴旋转的角速度, E 为总能量, p 为压力, ρ 为密度, U, V, W 为逆变速度, 其表达式为

$$U = \xi_x(u + \omega y - x_t) + \xi_y(v - \omega x - y_t) + \xi_z(w - z_t)$$
$$V = \eta_x(u + \omega y - x_t) + \eta_y(v - \omega x - y_t) + \eta_z(w - z_t)$$
$$W = \zeta_x(u + \omega y - x_t) + \zeta_y(v - \omega x - y_t) + \zeta_z(w - z_t) \tag{3}$$
$$\xi_t = -\xi_x(-\omega y + x_t) - \xi_y(\omega x + y_t) - \xi_z z_t$$
$$\eta_t = -\eta_x(-\omega y + x_t) - \eta_y(\omega x + y_t) - \eta_z z_t$$
$$\zeta_t = -\zeta_x(-\omega y + x_t) - \zeta_y(\omega x + y_t) - \zeta_z z_t \tag{4}$$

式中 u, v, w 为绝对速度分量, x_t, y_t, z_t 为网格运动速度分量。

程序中无黏项离散可使用 2 阶中心格式和迎风格式, 黏性项离散使用中心格式。考虑到目前个人计算机(PC)和 workstation 已普遍使用多核多线程处理器, 程序引入 OPENMP(open multi processing)共享内存并行编译技术, 通过向程序中添加少量伪代码实现了单机多线程并行计算, 显著减少了时间成本。

1.2 气动网格变形

气动阻尼由叶轮振动引起, 而叶轮振动的计算使用的是有限元网格。为获得气动阻尼, 就要求解叶轮运动变形下的流场, 因而需将由结构网格表达的表面变形数据插值至气动网格表面。本文研究关注叶轮模态振动引起的气动阻尼, 为此需先将某阶模态的结构表面位移插值到气动表面, 进而展开气动网格的变形。结构/气动数据传递和网格变形一般被视作不同性质的问题, 然而借助径向基函数工具, 两类问题可容易地按照相同方法处理。

基于径向基函数的插值问题可以表达为如下形式^[11-12]:

$$s(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^N \alpha_i \phi(\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i\|) + p(\mathbf{x}) \tag{5}$$

式中 $s(\mathbf{x})$ 是在点 $\mathbf{x}$ 处被估计的函数, 这里指变形量, ϕ 是径向基函数, $\mathbf{x}_i$ 表示已知结构表面点。 $p(\mathbf{x})$ 是多项式函数, 可采用如下线性多项式:

$$p(\mathbf{x}) = \gamma_0 + \gamma_x x + \gamma_y y + \gamma_z z \tag{6}$$

对 N 个结构点列位移方程

$$s(\mathbf{x}_j) = \sum_{i=1}^N \alpha_i \phi(\|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i\|) + p(\mathbf{x}_j) \tag{7a}$$
$$j = 1, 2, \dots, N$$

并补充附加条件

$$\sum_{i=1}^N \alpha_i q(\mathbf{x}_i) = 0 \tag{7b}$$

即可构造 $N+4$ 个线代方程, 求出插值系数 $\alpha_i, \gamma_0, \gamma_x, \gamma_y$ 和 γ_z , 式中 $q(\mathbf{x})$ 是阶数小于等于 $p(\mathbf{x})$ 的多项式。得到插值系数后由式(5)计算气动网格点的变形。

然而径向基函数方法同样存在计算量和内存消耗较大的问题, 为使求解矩阵呈稀疏和带状分布, 以利于求解大型数据插值问题, Wendland^[13]定义了如下的紧支撑径向基函数:

$$\phi(r) = \begin{cases} (1-r)^k g(r) & 0 \leq r \leq 1 \\ 0 & r > 1 \end{cases} \tag{8}$$

式中 k 为正整数, $g(r)$ 为关于 r 的多项式, $r = \|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i\|/R$, R 为紧支撑半径。合理选取 R 值可保证插值精度并获得良好的矩阵稀疏性。

对于叶轮的气动网格变形, 除叶轮表面外, 还应考虑机匣面的限制。用紧支基函数将结构模态变形传递至气动网格后, 采用下式进行网格变形的衰减控制:

$$d\mathbf{x}' = e^{-\sigma d_r/d_s} d\mathbf{x} \tag{9}$$

其中 d_r, d_s 分别表示网格点到叶轮表面和机匣面的距离, σ 为控制参数。

1.3 壁面距离的快速算法

对于运动边界的非定常流动分析, 在每一时间步做网格变形后, 需重新计算各单元格心到壁面的最小距离, 以供湍流计算使用。目前对壁面距离常用直接计算方法, 即对于各流场网格点, 计算其到每个壁面网格点的距离, 通过逐点比较, 取最小值为该流场网格点的壁面距离。对大规模网格, 直接计算方法的计算量很大, 会大大降低非定常流动的计算效率。本文采用一种二叉树搜索技术^[14-15], 实现了快速的壁面距离计算。

以二维空间为例,具体步骤为:对第 1 个壁面网格点建立一个树节点 A ,使该节点指向一块包含流场空间的长方区域 R ,并将此区域沿 x 坐标等分为二,一个子区域 RL 为 R 左半部,另一子区域 RR 为 R 右半部。对第 2 个壁面网格点,搜索包含该点的子区域 RL 或 RR ,建立子节点 B 指向该子区域,并将此区域再沿 y 坐标等分,得到两个子区域。对后续壁面网格点,遍历当前二叉树,搜索包含该点的最小子区域,建立子节点指向该子区域,再依次沿 x 和 y 坐标做区域分割,以此类推,直至建立包括所有壁面网格点的二叉树,其过程如图 1 所示。

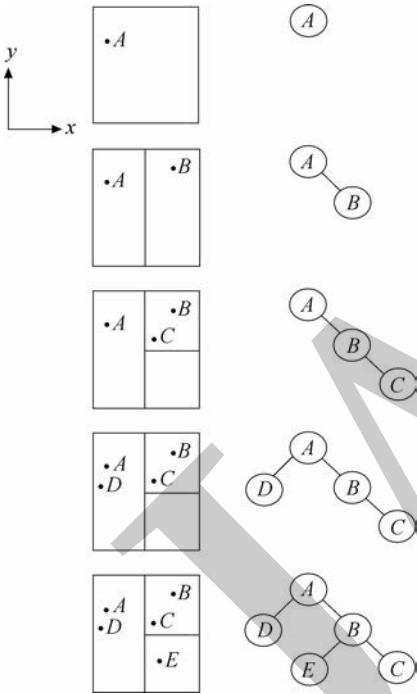


图 1 几何分割的二叉树模型

Fig. 1 Binomial tree model of geometric segmentation

计算一流场网格点 P_1 到壁面网格点的最小距离 d_1 ,任意流场网格点 P_2 到壁面网格点的最小距离 d_2 应满足 $d_2 \leq d_1 + d_{1-2}$,其中 d_{1-2} 为 P_1 到 P_2 的距离。令 $r = d_1 + d_{1-2}$,则距点 P_2 最近的壁面点必然位于以点 P_2 为圆心,以 r 为半径的圆球内。为计算方便,可将搜索区域由圆球转换为其外切长方盒 Q 。

确定搜索范围后,遍历前面建立的二叉树,实施步骤为:若当前节点位于待搜索的长方盒 Q 内,则计算 P_2 到该节点对应壁面网格点的距离;若左子节点非空,且方盒 Q 与当前节点的左子区域 RL 相交,则遍历左子树;若右子节点非空,且

方盒 Q 与当前节点的右子区域 RR 相交,则遍历右子树。

不同于直接方法在整个物面逐点计算距离,该算法建立二叉树节点与搜索空间的映射关系,通过遍历二叉树逐渐缩小最近物面点的搜索区域,大大提高了壁面距离的计算效率。

1.4 多块网格的块间数据交换

因非结构网格空间填充效率不高,为适应叶轮流道的复杂几何外形,程序基于多块结构化网格开发。对于多块网格,块间对接面为非物理边界,边界条件的施加通过块间数据交换实现。目前实现的是完全匹配对接,即点对点对接。参见图 2,横、纵坐标表示网格面的方向指标。在网格块间对接处,为构造空间离散格式需要边界面元两侧的两层网格作为当前网格块的哑元网格,即当前网格块对接面外侧哑元网格的变量值可直接取对接块内侧网格处的值。

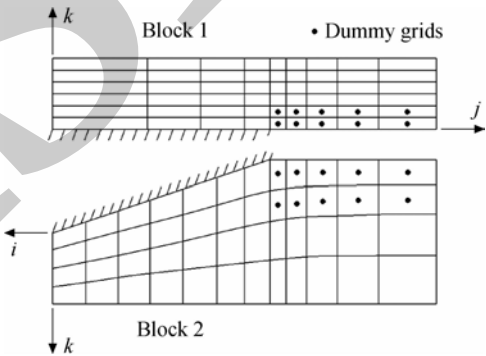


图 2 块间数据交换

Fig. 2 Interblock data exchange

1.5 边界条件

进口边界给定总温、总压及来流湍流度,边界内点轴向速度外插;叶轮下游出口给定平均静压,轮盘侧泄漏出口给定质量流量,速度分量采用一维特征关系外插。对于径向扩压器出口,当背压较大时,边界上可能出现局部倒流区域,此时应使用下式设置出口倒流区域的总温:

$$T_{\text{backflow}}^* = \frac{\sum_{\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} > 0} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} T^* A_g}{\sum_{\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} > 0} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} A_g} \tag{10}$$

式中 T^* 为总温, A_g 为网格面面积,所有物面边界施加无滑移流动条件。

1.6 非定常时间离散

使用双时间方法^[16]实现非定常流场求解,即

在每一物理时间步引入一个虚时间迭代过程,气动方程在虚时间域内推进到定常解时即得到每一物理时间步的流场解,该迭代由下式表达:

$$\left(\frac{\partial \hat{Q}}{\partial \tau}\right)^{m+1} = -\frac{3(\hat{Q}^{m+1} - \hat{Q}^n) - (\hat{Q}^n - \hat{Q}^{n-1})}{2\Delta t} + R(\hat{Q}^{m+1})$$

(11)

式中 τ 和 t 分别为虚时间和物理时间,上标 m 和 n 分别表示虚时间步和物理时间步。虚时间域内的时间推进采用 LU-SGS(lower-upper symmetric Gauss-Seidel)隐式算法。

对于运动边界的有限体积法流场计算,为避免控制体积变形引入守恒变量的误差,必须满足几何守恒律^[17]

$$(1/J)_t - \sum \{x_t, y_t, z_t\} \cdot nA_g = 0$$

(12)

式中 $1/J$ 等于网格单元体积。几何守恒率的物理意义表示单元变形引起的体积增量为运动网格面扫过的净体积。

2 算例验证

2.1 振动叶栅

叶栅采用 NACA 0012 翼型,进口马赫数为 0.593,雷诺数为 3.21×10^6 ,进口气流角为 0° ,栅距与弦长之比等于 1。叶片绕前缘做扭转振动,扭转振幅为 2° ,相邻叶片振动相位差为零,振动频率为 64 Hz。进、出口段均采用 H 型网格,叶片段采用 C 型网格,各块网格数分别为 $49 \times 13 \times 9$ 、 $57 \times 37 \times 9$ 和 $129 \times 29 \times 9$ 。

计算设定叶表网格做刚体随动,网格变形按离开叶表距离逐渐衰减,直至进出口边界和周期边界网格变形衰减为零。计算得到的叶片 1 阶非定常压力系数如图 3 所示,横轴 x/c 表示相对弦长, $C_{p, re}$ 表示压力系数的实部, $C_{p, im}$ 表示压力系数

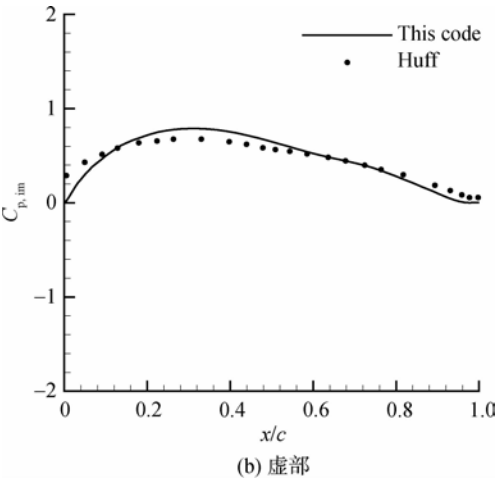


图 3 振动叶栅 1 阶非定常压力系数
Fig. 3 First order unsteady pressure coefficients of the vibrating cascade

的虚部,显见本文计算结果与 Huff^[18] 的结果符合较好,实部曲线几乎一致;虚部结果略有差异,因虚部的绝对值相对于实部较小,其值受网格数据、离散格式自由参数的影响较为明显。本例由 Huff 提出,是 NASA 关于振动叶栅的一个典型算例,比较结果验证了程序求解运动边界流场的正确性。

2.2 亚声速径向叶轮

该算例为一亚声速径向叶轮的非定常流场,叶轮转速为 22790 r/min,叶片数为 16,轮缘直径为 175 mm,出口宽度为 10.5 mm。气动网格由 4 块 H 型网格拼接而成,单元数为 550 420,如图 4 所示。计算设置进口总压为 101.3 kPa,总温为 293.15 K,出口背压为 130 kPa。

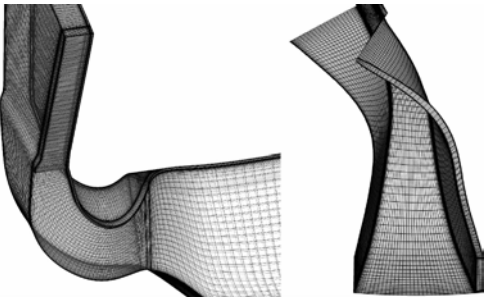
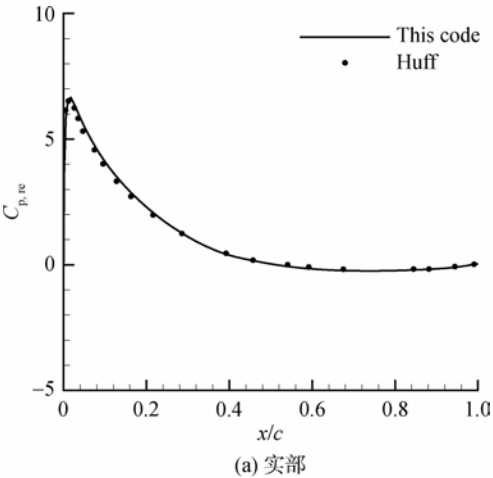


图 4 径向叶轮的气动网格
Fig. 4 Aerodynamic grid of the radial impeller

图 5 所示为计算得到的中间叶高处表面压力分布对比,图中 PS、SS 分别表示压力面和吸力面。由图显见,本文计算的叶表压力与 Fluent 结果符合很好,显示程序的正确性。图中叶片前部压力面的压力低于吸力面,表明该工况处于负攻



(a) 实部

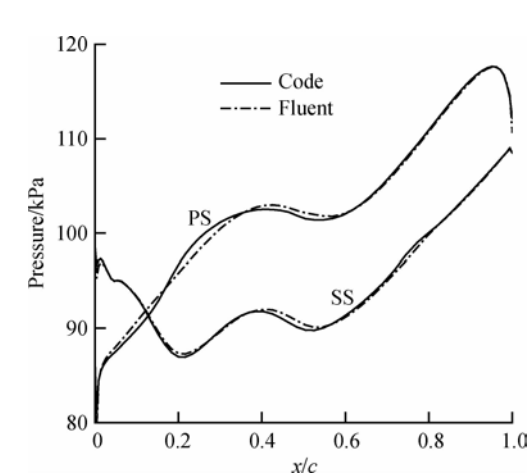


图 5 中间叶高处叶表压力分布曲线
Fig. 5 Pressure distributions at the mid-span of blade surface

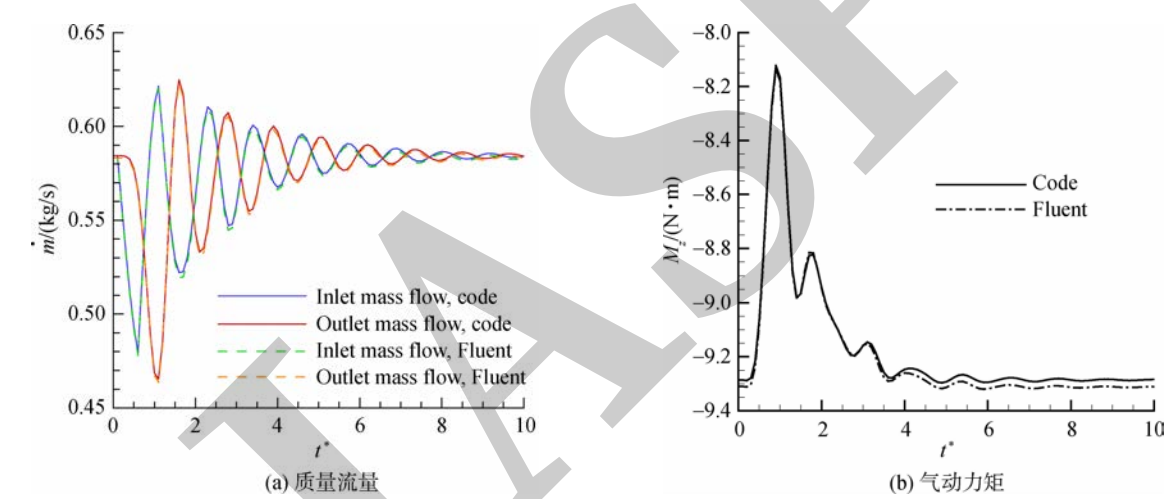


图 6 叶轮流场对压力脉冲的非定常响应
Fig. 6 Unsteady responses of the impeller flow field to intake pressure pulse

3 叶轮气动阻尼的计算分析

鉴于离心压缩机实际运行状态复杂,硬件建设、实验设计和设备调试的成本较高,本文研究采用数值模拟的手段,展开离心叶轮气动阻尼的计算研究工作。

研究对象为一单级离心压缩机的半开式径向叶轮,其出口直径为 280 mm,出口宽度为 16.8 mm,叶顶间隙为 0.8 mm,叶片数为 16。考虑到实际叶轮制造安装误差,其模态振型不会呈严格的节径型分布,因此本文计算对叶轮整体建模。气动网格由 80 块 H 型网格拼接而成,网格点数为 8722384,最小网格角为 8.6°,如图 7 所示。显见数值模型考虑了轮盘与机匣间隙中的泄漏流动,下文分析了其对气动阻尼计算的影响。使用

角状态。

考虑对叶轮上游进口总压施加脉冲,下游出口平均背压保持不变,计算叶轮对压力脉冲的响应流场。压力脉冲呈现为一突降尖峰,变化幅度为初始总压的 5%,脉冲宽度为 0.001 s。定义无量纲时间 t^* 为物理时间除以脉冲宽度,脉冲在 $t^* = 0.1$ 时出现, $t^* = 0.6$ 时达到峰值, $t^* = 1.1$ 时脉冲结束。计算时间步长设为 0.0001 s。

图 6(a)、图 6(b)所示分别为叶轮的进出口质量流量 $\dot{m}$ 和气动力矩 M_t 响应曲线。由图可见程序计算的进出口流量响应曲线与 Fluent 结果一致性较好,两者在各时刻均无显著偏差;程序计算的气动力矩响应曲线与软件结果略有差异,但两者的变化趋势完全相同,各峰值时刻均完全对应。比较结果显示了程序模拟叶轮流场的正确性。

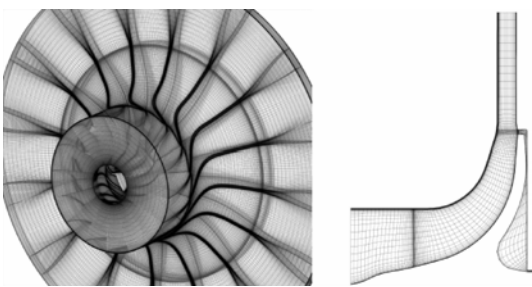


图 7 气动阻尼计算的流场网格
Fig. 7 Flow field grid for the calculation of aerodynamic damping

上述开发的程序计算,对流项采用中心格式离散,湍流模型采用 S-A (Spalart-Allmaras) 模型。设定进口总压为 101.3 kPa,总温为 293.15 K,转速为 14250 r/min,叶盘背面泄漏出口给定质量流量

为 0.003 kg/s,调节下游背压,计算得到不同工况条件下的气动阻尼。非定常流场计算由定常流场初始化,虚时间域的推进步数设为 30。

叶片振动和轮盘振动是叶盘结构的两种基本振动形式,本文选择叶片振动支配和轮盘振动支配的两个典型模态,计算分析了叶轮的气动阻尼特性。流场计算前,首先应用有限元软件进行了叶轮的模态分析。结构网格如图 8 所示,采用 10 节点四面体单元,节点数为 173 968。弹性模量为 7.2×10^{10} Pa,泊松比为 0.33,密度为 2 700 kg/m³。图 9 所示为计算得到的两个模态的质量

矩阵归一化振型,该振型位移为无量纲量,由振型分布可以看出这两个模态均近似呈现 3 节径振型的特点。实际叶轮因失谐其振动很难呈现清晰的节径线,因此建模过程针对叶轮整体划分网格,这必然使各扇区的网格划分不能完全做到循环对称的分布,进而不会精确呈现各节径模态的振型,但这也符合实际叶轮存在失谐的特点。

为计算模态气动阻尼比,需将模态变形由结构网格插值至气动表面网格。对于径向基函数法,要求解式(5)的插值系数,需要构造 $173\,972 \times 173\,972$ 的稠密系数矩阵,其内存需求 PC 无法满足。采用紧支撑径向基函数法后,系数矩阵非零元素个数缩减为 17 051 442。图 10 所示为气动表面网格表达的第 6 模态振型,与图 9 相比高度一致,插值精度得到了良好保证。

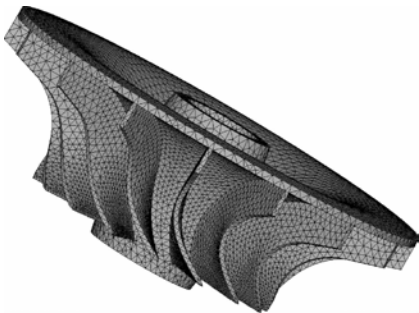


图 8 叶轮有限元网格
Fig. 8 Finite element grid of the impeller

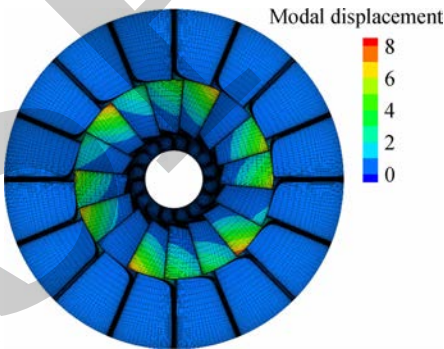
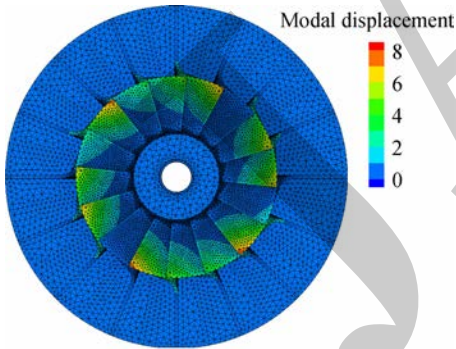
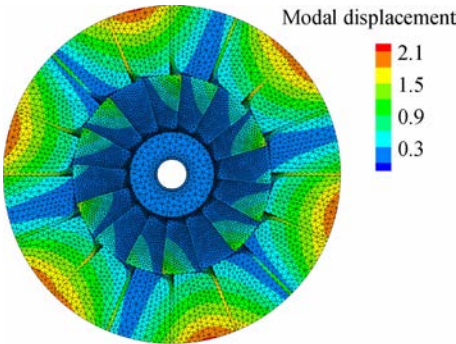


图 10 气动网格表达的第 6 模态振型
Fig. 10 Modal shape of mode 6 expressed by the aerodynamic grid



(a) 第6模态, 频率为2019 Hz



(b) 第23模态, 频率为3184 Hz

图 9 叶轮模态振型
Fig. 9 Modal shapes of the impeller

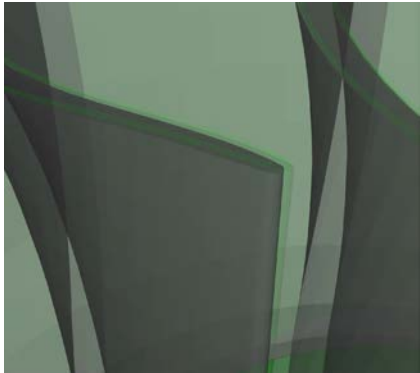


图 11 气动变形网格
Fig. 11 Deformed aerodynamic grid

由机匣到叶顶的间隙内,网格由零位移到最大变形,发生一定的扭曲,但变形网格未出现负体积,最小网格角为 8.1° ,与原网格角(8.6°)相差不大,这表明网格变形算法的保角性较好。应用式(5)对每个气动网格点计算位移量时,都要计算该点到各结构表面点 $\mathbf{x}_i$ 的欧氏距离 $\|\mathbf{x}-\mathbf{x}_i\|$,对于本文模型,共需要计算 8722384×173968 次欧氏距离,如果采用直接算法,计算量会很大。然而对于紧支撑径向基函数法,只需要在每个气动网格点的邻域 R 内计算到结构表面点的欧氏距离,这里同样可以应用文中第 1.3 节所述的二叉树搜索技术,快速完成计算。计算结果表明,如果采用直接算法,在双核四线程的单机上计算,完成一次气动网格变形需要 44 min10 s,而如果采用设计的二叉树算法,则只需 3 min20 s。

对于运动边界的流场模拟,在每一物理时间步上要逐次进行网格变形、壁面距离计算和流动方程求解。完成网格数为 8722384 规模的壁面距离计算,采用直接算法将会十分耗时,在双核四线程的单机上实测需 17 min10 s,而如果采用前述二叉树算法,则只需 36 s。每一物理时间步的流动方程求解实测需 12 min45 s,可见壁面距离的快速计算节省了 50% 以上的时间成本,这对本文实现离心叶轮气动阻尼的计算有重要帮助。

首先针对第 6 模态,设置一个振动周期为 48 个时间步,叶尖最大变形为 1 mm,计算了叶轮模态振动引起的气动力和气动阻尼功。图 12 所示为不同背压工况下计算的叶轮广义气动力的时域曲线, p_b 表示背压,该广义力定义为

$$\tilde{f}(t) = \iint_S \Phi^T \mathbf{f}(t) dS$$

(13)

式中 $\mathbf{f}$ 和 Φ 分别为气动载荷向量和振型向量, S 表示叶轮气动表面。叶轮在不同工况下的流场分

布往往有显著差异,但由图示不同工况下的广义气动力除计算开始的两个周期外,时域变化较为一致。广义力是一标量,表征力在振型位移上所做的功,图示结果表明考察工况下气动力抵抗叶片变形做功的能力变化不大。一个周期内叶轮的气动阻尼功可定义为

$$W_{\text{damping}} = - \int_0^T \tilde{f}(t) \dot{q}(t) dt$$

(14)

式中 $q(t)$ 为关于振型的广义振动位移, $\tilde{f}(t) \dot{q}(t)$ 为气动功率。图 13 所示为不同背压工况下计算的叶轮气动功率曲线,与广义气动力一样,计算几个周期后,各工况条件下的气动功率变化总体差异较小。与广义力变化的情况不同,图中宽广时域内的气动功率均为负值,反映气动力始终阻碍叶轮的振动。结合上述气动功率的定义,可以推断广义气动力与广义振动速度和位移的变化存在相差,即流场的气动响应相对于叶轮的振动变形并不同步,存在一定的滞后。本文还针对叶尖最大变形为 0.5 mm 和 0.2 mm 的情况展开了计算模拟,气动力和气动功率结果呈现相似的特征,此处不再赘述。

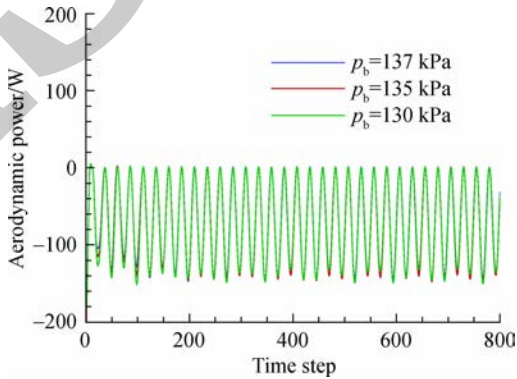


图 13 叶轮气动功率曲线

Fig. 13 Aerodynamic power curves

采用黏性阻尼的定义,模态气动阻尼比由下式计算:

$$\zeta_{\text{aero}} = \frac{W_{\text{damping}}}{2\pi\Omega^2 A_{\text{max}}^2}$$

(15)

式中 Ω 表示模态频率, A_{max} 表示广义振幅。图 14 所示为第 6 模态的气动阻尼比随工况流量的变化趋势,各背压工况对应的流量见表 1,设计工况背压为 135 kPa,背压为 137.8 kPa 时工况近失速。由图可见气动阻尼比不随工况流量或压力的变化呈单调增加或减小的趋势,其值均为正且变化不大,最大值与最小值相差小于 2.1%;另外不同振动幅值下气动阻尼比的差异很小。根据线性小扰

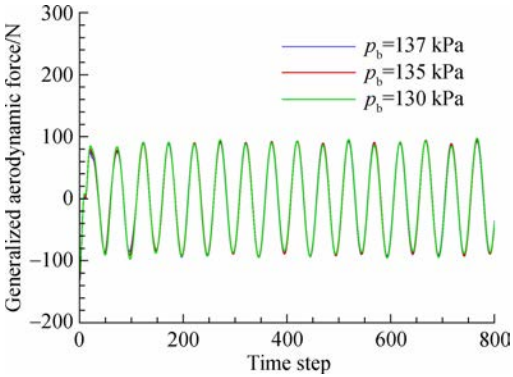


图 12 叶轮广义气动力曲线

Fig. 12 Generalized aerodynamic force curves

动理论,在小振幅下由叶片振动引起的非定常气动力与振动幅值近似成线性关系,而气动力功随着振幅的增大近似成二次方增长。结合式(15)的定义,气动阻尼比应与叶片最大振幅无关,而图中计算结果与此结论相符。以背压为 137 kPa 的工况为例,叶尖最大振幅为 1 mm 时,一个振动周期的气动力功为-0.0349 J,而叶尖最大振幅为 0.5 mm 时,一个振动周期的气动力功为-0.00873 J。

图 15 所示为设计工况第 6 模态下叶轮由最大变形位置到零变形的 1/4 周期内平均气动功率密度的分布,图中显示的表面均为叶片吸力面,压力面上的气动功率密度符号相反,且分布接近。

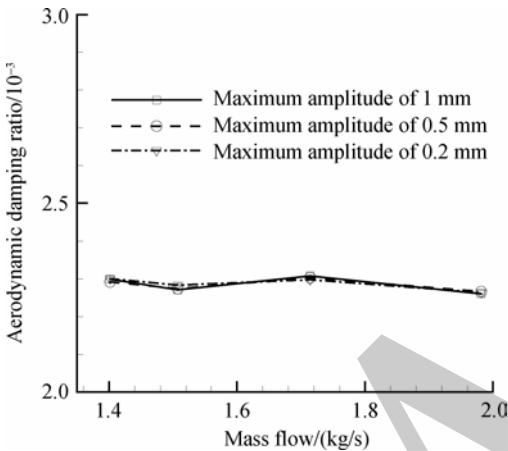


图 14 气动阻尼比(模态 6)

Fig. 14 Aerodynamic damping ratio (mode 6)

表 1 各工况点对应的流量和背压

Table 1 Mass flows and back pressures of analyzed operation conditions

参数	工况 1	工况 2	工况 3	工况 4
流量/(kg/s)	1.401	1.507	1.714	1.982
背压/kPa	137.8	137	135	130

若不考虑气动功率的正负,其分布云图将与叶轮模态振型比较近似,说明叶表的气动功率密度受当地振动速度的影响较大。

另针对叶轮第 23 模态,设置一个振动周期为 52 个时间步,叶盘最大变形为 0.2 mm,计算了模态气动阻尼比和气动功率密度分布。如图 16 所示为第 23 模态的气动阻尼比随工况流量的变化趋势,气动阻尼比随工况流量下降呈现降低趋势,表明随工况接近失速,叶轮的气弹稳定性变差。气动阻尼比的最大值与最小值相差 11.65%,相对于叶片振动支配的第 6 模态,气动阻尼受工况变化较为显著。因该模态为轮盘振动支配,与模态 6 的叶片振动模式不同,轮盘背面泄漏流道的气动力做功必然影响叶轮的气动阻尼特性,而泄漏流道几何型线复杂,且对主流影响较小,一般数值分析研究不对其建模计算。图中计算结果显示,不考虑轮盘背面流动使气动阻尼比大大减小,表明对泄漏流道流场建模的必要性。图 17 所示为设计工况第 23 模态下叶轮由最大变形位置到

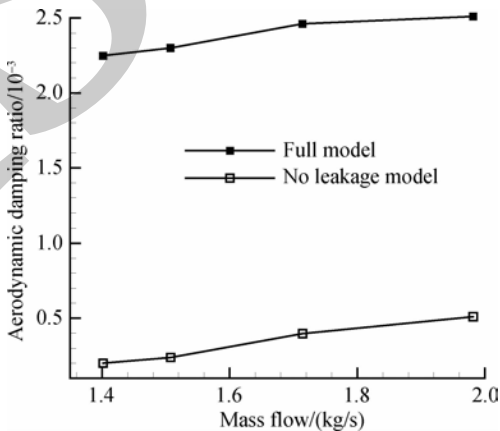


图 16 气动阻尼比(模态 23)

Fig. 16 Aerodynamic damping ratio (mode 23)

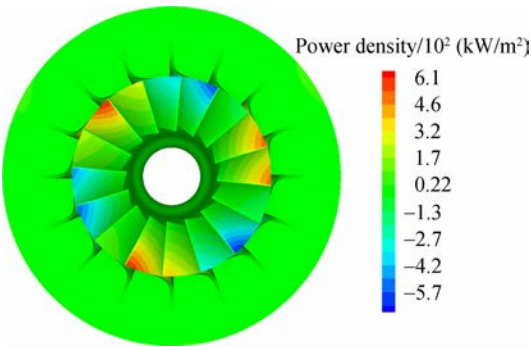


图 15 叶轮表面气动功率密度(模态 6)

Fig. 15 Aerodynamic power density on the impeller surface (mode 6)

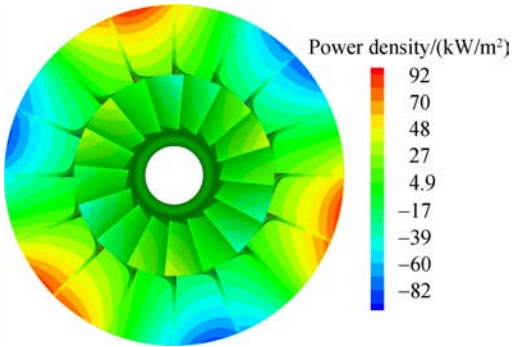


图 17 叶轮表面气动功率密度(模态 23)

Fig. 17 Aerodynamic power density on the impeller surface (mode 23)

零变形的 $1/4$ 周期内平均气动功率密度的分布, 显见该云图同样大致体现振型分布的特点, 但因轮盘的振动主要为轴向, 这使叶片出口部分的压力面和吸力面气动功率密度近于零, 该模态的气动阻尼比主要体现气动力抵抗叶盘轴向变形的能力。

4 结 论

采用紧支撑径向基函数和二叉树技术, 提升网格变形和壁面距离的计算效率, 开发复杂运动边界的流场模拟程序, 实现了离心叶轮气动阻尼问题的高效计算。对径向叶轮气动阻尼的计算分析所得结论如下:

采用紧支径向基函数法进行结构-气动变形数据插值大大减小了内存需求, 并具有足够的精度。应用二叉树搜索技术后, 紧支基函数法的时间成本亦大大降低。实测结果表明二叉树算法使气动网格变形和湍流计算所需壁面距离的计算效率提高了至少一个数量级。

考察的叶片振动模态和轮盘振动模态气动阻尼比均为正值, 气体力对叶轮整体做负功, 阻碍叶轮的振动。

对于叶片振动支配的模态, 考察的工况下气动力抵抗叶片变形做功的能力变化不大, 因而气动阻尼比的变化较小; 而在轮盘振动支配的模态下, 叶轮的气动阻尼比随工况接近失速呈现逐渐下降的变化趋势。

叶轮的模态气动阻尼比受其振幅影响很小, 在考察的振幅条件下, 计算结果表明气动力功与振幅的平方呈线性变化关系。

离心叶轮的气动阻尼特性可能受到振动模态、气动参数和结构型式等多种条件的影响, 其涉及的复杂物理机制有待开展进一步的研究。

参考文献:

- [1] CRAWLEY E F. Aerodynamic damping measurements in a transonic compressor[J]. *Journal of Engineering for Power*, 1983, 105(3): 575-584.
- [2] KIELB J J, ABHARI R S. Experimental study of aerodynamic and structural damping in a full-scale rotating turbine[J]. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 2003, 125(1): 102-112.
- [3] KAMMERER A, ABHARI R S. Experimental study on impeller blade vibration during resonance: Part 2 blade damping[J]. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 2009, 131(2): 022509. 1-022509. 9.
- [4] ZEMP A, ABHARI R S, RIBI B. Experimental investigation of forced response impeller blade vibration in a centrifugal compressor with variable inlet guide vanes: Part 1 blade damping[R]. Vancouver, Canada: ASME Turbo Expo, 2011.
- [5] SEELEY C E, WAKELAM C, ZHANG X, et al. Investigations of flutter and aerodynamic damping of a turbine blade: experimental characterization[J]. *Journal of Turbomachinery*, 2017, 139(8): 081011. 1-081011. 7.
- [6] PARTHASARATHY V. Computation of aerodynamic damping for flutter analysis of a transonic fan[R]. Vancouver, Canada: ASME Turbo Expo, 2011.
- [7] SRIVASTAVA R, BAKHLE M A, KEITH T G. Numerical simulation of aerodynamic damping for flutter analysis of turbomachinery bladed rows[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2003, 19(2): 260-267.
- [8] SEINTURIER E, LOMBARD J P, DUMAS M, et al. Forced response prediction: methodology for the design of HP compressors bladed disks[R]. ASME Paper GT2004-53372, 2004.
- [9] ELDER R, WOODS I, PATIL S, et al. Investigation of efficient CFD methods for the prediction of blade damping[R]. ASME Paper GT2013-95005, 2013.
- [10] SADEGHI M, LIU F. Computation of mistuning effects on cascade flutter[J]. *AIAA Journal*, 2001, 39(1): 22-28.
- [11] BUHMANN M. Radial basis functions[M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2003.
- [12] ALLEN C B, RENDALL T C S. Unified approach to CFD-CSD interpolation and mesh motion using radial basis functions[R]. AIAA-2007-3804, 2007.
- [13] WENDLAND H. Piecewise polynomial, positive definite and compactly supported radial basis functions of minimal degree[J]. *Advances in Computational Mathematics*, 1995, 4(1): 389-396.
- [14] BONET J, PERAIRE J. An alternating digital tree (ADT) algorithm for 3D geometric searching and intersection problems[J]. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 1991, 31(1): 1-17.
- [15] BOGER D A. Efficient method for calculating wall proximity[J]. *AIAA Journal*, 2001, 39(12): 2404-2406.
- [16] JAMESON A. Time dependent calculations using multigrid with applications to unsteady flows past airfoils and wings[R]. AIAA 91-1596, 1991.
- [17] SITARAMAN J, BAEDER J D. Field velocity approach and geometric conservation law for unsteady flow simulations[J]. *AIAA Journal*, 2006, 44(9): 2084-2094.
- [18] HUFF D L. Numerical simulations of unsteady, viscous, transonic flow over isolated and cascaded airfoils using a deforming grid[R]. Honolulu, Hawaii: the AIAA 19th Fluid Dynamics, Plasma Dynamics, and Lasers Conference, 1987.