时间矢量推进方法及其在叶轮机 非定常流分析中的应用 *

张恒铭1,卫海洋2,魏佐君3,林彬彬1,程 涵1

(1.中国民航飞行学院 航空工程学院,四川 广汉 618300;
2.北京动力机械研究所,北京 100074;
3.南方科技大学 工学院,广东 深圳 518055)

摘 要:为提高周期性非定常流动的求解效率,将非定常计算的初值问题转换为边值问题,提出了 时间矢量推进方法,并将该方法应用于叶轮机多排的非定常流动分析中。通过对两排对转风扇进行非定 常仿真,并对比双时间步计算方法的计算结果,讨论了新方法的计算效率,研究了该方法对排间干扰捕 捉的准确性和可靠性。得到了以下结论:在物理时间步长相等的情况下,新方法与双时间步方法的计算 结果基本一致,且计算时间约为双时间步方法的1/8;时间矢量推进方法能够很好捕捉排间的势扰动、 熵扰动和涡扰动以及主流和扰动之间的非线性作用;时刻样本数较少会使时间矢量推进方法捕捉到的非 定常变化幅值变小,且无法解析时间尺度较小的非定常流动现象。

关键词:叶轮机械;时间矢量推进方法;双时间步;非定常流;排间干扰;对转风扇 中图分类号:V231 文献标识码:A 文章编号:1001-4055 (2020) 02-0334-09 DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 190516

Time Vector Marching Method and Its Application on Analyzing Unsteady Flows within Turbomachinery

ZHANG Heng-ming¹, WEI Hai-yang², WEI Zuo-jun³, LIN Bin-bin¹, CHENG Han¹

Aviation Engineering College, Civil Aviation Flight University of China, Guanghan 618300, China;
 Beijing Power Machinery Institute, Beijing 100074, China;

3. College of Engineering, Southern University of Science and Technology, Shenzhen 518055, China)

Abstract: To improve the solution speed of periodic unsteady flows, the Time Vector Marching (TVM) method has been proposed by converting the initial values problem of unsteady solution to a boundary value problem and then applied on unsteady flows within turbomachinery. The comparisons between the TVM and Dual Time Steppeng(DTS) methods were carried out on a counter-rotating fan. The efficiency, accuracy and reliability of the new method on analyzing rows interaction were discussed. Results show that with the same physical time step, the TVM solution is nearly the same with that of the DTS solution, while the time cost of the new method is only one eighth that of the DTS method. The TVM method could well capture the potential, entropy and vorticity perturbations and the nonlinear effects between the mean flow and unsteady flow. For the TVM, less time samples

^{*} 收稿日期: 2019-07-19;修订日期: 2019-08-22。

基金项目:国家自然科学基金(11602293);四川省科技计划项目(2018JY0177);中国民用航空飞行学院科学研究基金(J2018-09)。

通讯作者:张恒铭,博士,讲师,研究领域为叶轮机非定常流动。E-mail: zhanghengming125@163.com

引用格式:张恒铭,卫海洋,魏佐君,等.时间矢量推进方法及其在叶轮机非定常流分析中的应用[J].推进技术,2020,41
 (2):334-342. (ZHANG Heng-ming, WEI Hai-yang, WEI Zuo-jun, et al. Time Vector Marching Method and Its Application on Analyzing Unsteady Flows within Turbomachinery[J]. Journal of Propulsion Technology, 2020, 41(2): 334-342.)

used would lead to small amplitude of unsteady vibrations and it can not resolve the unsteady flows in small time scale.

Key words: Turbomachinery; Time vector marching method; Dual time step method; Unsteady flows; Rows interaction; Counter-rotating fan

1 引 言

非定常性是叶轮机流动的本质特征。叶轮机内 部的非定常流动,可分为两类,一类是非周期性的, 比如湍流、尾缘脱落涡和叶尖泄漏涡等;另一类是周 期性的,比如排间干涉、进气畸变等。其中,周期性 的排间干涉和进气畸变对叶轮机的性能有重要影 响^[1-2]。因此在叶轮机设计时,对这些周期性非定常 因素进行考虑具有重要意义。

考虑周期性非定常效应势必需要进行非定常数 值模拟。目前,叶轮机中的非定常数值模拟方法大 致可分为两大类,即时域(Time domain)方法和频域 (Frequency domain)方法。频域方法通常利用傅里叶 变换将控制方程转换到频域^[3-5],进而提高求解效率。 然而,相对于时域方法,频域方法的精度不高,容易 产生混叠效应^[6-7],出现非物理的数值解,且频域方法 的求解稳定性也存在问题^[8]。

时域方法是指直接对 URANS 控制方程的时间导 数项进行差分近似,然后在时间尺度上进行层层推 进,从而获得随时间变化的非定常解。时域方法比 较精确,可以捕捉扰动与主流之间的非线性作用。 然而,传统的时域方法非常耗时,尤其对于叶轮机中 的非定常分析,通常需要采用全通道的求解方 案^[9-10],计算量往往比单通道定常求解高两个数量级 以上,限制了其在工程中的应用。为减少时域方法 的计算量,区域缩放(Domain scaling)的办法被提出 来^[11],即通过改变上下游叶排的叶片数目并对叶片 几何进行等比例缩放,从而使得相邻叶排的叶片数 目可以进行约化,减少计算所需的通道数,目前有部 分研究人员采用该方法来进行时域的非定常分 析[12-13],然而该方法改变了原有的叶片几何以及上下 游叶排的几何关系,势必对非定常计算结果的准确 性产生影响[14-15]。此外,为提高时域方法本身的求解 效率, Jameson于1991年提出了用于非定常求解的 "双时间步"法(Dual time stepping method, DTS)^[16], 该方法将时间层级分解为两层,即"物理时间层"和 "虚拟时间层"。Arnone 等[17]和 Davis 等[18]将该方法 应用于叶轮机的非定常数值计算中,发现结合隐式 内迭代的双时间步法比直接显式的非定常推进方法 快30倍。然而,当前的双时间步法依然十分耗时,难 于大规模应用于叶轮机设计中。

为克服时域方法的耗时问题,本文从一个全新的角度出发,提出了新的非定常计算方法,即时间矢量推进(Time vector marching, TVM)方法。然后将新方法应用到了叶轮机械中,并对三维对转风扇进行非定常仿真。通过对比时域双时间步的计算结果,验证了方法的高效性、正确性和可靠性。

2 数值方法与物理模型

将非定常Reynolds平均Navier-Stokes(U-RANS) 方程在控制体上进行积分,可以写成如下的半离散 形式

$$\Omega \frac{\partial Q}{\partial t} + R(Q) = 0 \tag{1}$$

式中 *Q* 是离散单元的体积, *Q* 是守恒变量组成的 矢量, *R* 是是空间离散后, 无粘项、粘性项和源项代数 加减所得到的残差向量。方程中, 时间导数 *∂Q/∂t* 是 决定非定常变化的关键项。对于定常流动, 时间导 数项 *∂Q/∂t*=0。接下来, 将针对该项进行不同的推导, 分别得到双时间步和时间矢量推进方法。

2.1 时域双时间步法

对于时间偏导数项 ∂**Q**/∂t,本文采用二阶的向后 差分进行离散,有

$$\Omega \frac{3Q_n - 4Q_{n-1} + Q_{n-2}}{2\Delta t} + R(Q_n) = 0$$
 (2)

式中 Δt 是物理时间步长。Q的下标表示时间层 序号。对于时间层n-1和n-2的解,为已知的。而时 间层n的Q需要进行求解。这里引入虚拟时间的概 念,并添加虚拟时间导数项到方程(2)中,来对时间 层n的Q进行时间推进求解。将物理时间层的 Q_n 替 换为虚拟时间层的 Q_n ,得

$$\Omega \frac{\partial Q_m}{\partial \tau} + \Omega \frac{3Q_m - 4Q_{n-1} + Q_{n-2}}{2\Delta t} + R(Q_m) = 0 \ (3)$$

式中即为双时间步方法的控制方程,虚拟时间 步的迭代称为内迭代。当内迭代计算收敛时,有: $Q_n = Q_m$,然后进入下一个物理时间步迭代。物理时 间步上的推进为外部迭代。对于周期性非定常问 题,当Q随着物理时间的变化呈现周期性规律时,则 认为整个非定常计算收敛。 336

对于周期性的非定常问题,双时间步方法将周 期性用来作为数值计算收敛性的判定标准;而频域 方法,通过傅里叶级数的引入间接利用周期性特征。 可见能否利用好流动的周期性特点是解决周期性非 定常数值求解的关键。时间矢量推进方法从一个全 新的角度出发,将周期性非定常流动的初值问题转 变成为边值问题,进而将周期性边界应用在时间维 度上。

对于周期性流动,在一个周期的时间域上取 n个时间样本,这 n个时间样本在一个周期内均匀分布。 对于其中某一个时刻点 i,这个时刻点的流动必定满 足式(1),即

$$\Omega \frac{\partial Q}{\partial t} \bigg|_{t} + R(Q_{t}) = 0$$
⁽⁴⁾

其中的时间偏导数项采用有限差分进行近似, 这里为保持跟双时间步方法的时间精度一致,也采 用二阶向后差分来近似时间导数项,有

$$\left. \frac{\partial Q}{\partial t} \right|_{i} = \frac{3Q_{i} - 4Q_{i-1} + Q_{i-2}}{2\Delta t}$$
(5)

式中*i*-1和*i*-2是*i*时刻的前两个时刻。将式(5) 代入式(4),并引入虚拟时间偏导数,则有

$$\Omega \frac{\partial Q_i}{\partial \tau} + \Omega \frac{3Q_i - 4Q_{i-1} + Q_{i-2}}{2\Delta t} + R(Q_i) = 0 \quad (6)$$

将取样的n个时刻全部整理如下

$$\left| \Omega \frac{\partial Q_1}{\partial \tau} + \Omega \frac{3Q_1 - 4Q_0 + Q_{-1}}{2\Delta t} + R(Q_1) = 0 \\ \Omega \frac{\partial Q_2}{\partial \tau} + \Omega \frac{3Q_2 - 4Q_1 + Q_0}{2\Delta t} + R(Q_2) = 0 \\ \vdots \\ \Omega \frac{\partial Q_n}{\partial \tau} + \Omega \frac{3Q_n - 4Q_{n-1} + Q_{n-2}}{2\Delta t} + R(Q_n) = 0 \right|$$
(7)

式(7)为由n个样本时刻所构成的偏微分方程 组。为保证非定常解的唯一性,必须准确给定初始 时刻的值 Q_{-1} 和 Q_{0} 。而根据流动的非定常周期性特征,可以有如下关系式

$$Q_{-1} = Q_{n-1}, Q_0 = Q_n$$

将上面的关系式代入式(7),并写成矩阵形式为

$$\Omega \frac{\partial Q}{\partial \tau} + \Omega \mathbf{M} Q^* + R(Q^*) = 0$$
(8)

其中

$$\boldsymbol{Q}^* = \begin{pmatrix} \boldsymbol{Q}_1 & \boldsymbol{Q}_2 & \cdots & \boldsymbol{Q}_{n-1} & \boldsymbol{Q}_n \end{pmatrix}^{\mathrm{T}}$$

		3	0	•••	0	1	-4]
М	$=\frac{1}{2\Delta t}$	-4	3	·.	·.	·	1
		1	-4	3	·.	·	0
		0	·	·	·.	·	:
		:	·	·	·.	·	0
		0	•••	0	1	-4	3)

式(8)即为时间矢量推进方法的非定常方程组。 相对于定常方程来说,其仅多出一个由时间导数所 衍生出的源项 *OMQ*^{*},因此在原有的定常求解器上, 通过少量的代码修改即可实现。

2.3 空间离散及数值求解方法

本文在空间离散上采用了二阶精度的中心JST 格式,在时间推进上使用了显/隐式混合的策略^[19],即 将隐式方法以残差光顺的形式集成到显式的时间推 进中,显式上采用了五步的Runge-Kutta方法,隐式 则将LUSGS方法推导成残差光顺的形式并集成到程 序中。此外,为了加速数值收敛,还应用了当地时间 步长和V型多重网格技术。在湍流模型上,选择了一 方程的S-A模型。

2.4 边界条件

本文的研究对象是一两排对转风扇,在进口边 界上给定了总温(288.16K)、总压(101.325kPa)以及 进口气流方向(轴向进气),出口边界给定了静压 (150kPa)。壁面为无滑移和无穿透边界条件。对于 叶轮机械来说,为减少计算量,还需要采用周期性边 界条件。此外,还要处理转静交接面处的边界。

2.4.1 周期性边界

本文中,双时间步方法由于采用了全通道计算, 因此不需要周期性边界,使用直接连接边界即可。 而对于时间矢量推进方法来说,则需要采用相位滞 后的周期性边界,即

$$Q_{\rm U}(t) = Q_{\rm L}(t+\delta t), \ \delta t = \frac{\beta}{\omega}$$
(9)

式中 β 是非定常扰动的叶间相位角, ω 则是扰动的角速度。 $Q_{\rm U}$ 和 $Q_{\rm L}$ 分别是周期性边界上下界面的守恒变量,如图1所示。



Fig. 1 Phase-lag boundary condition

为应用相位滞后关系式(9),需要求出对应时刻 $t + \delta t$ 或 $t - \delta t$ 的守恒变量值,这里采用了线性插值的 方法。时间导数衍生的源项 $\Omega M Q^*$ 是方程中的非定 常效应来源,因此插值基于该源项来进行,有

$$\phi \frac{3Q' - 4Q_{i-1} + Q_{i-2}}{t' - t_{i-2}} + (1 - \phi) \frac{3Q' - 4Q_i + Q_{i-1}}{t' - t_{i-1}} = \phi \frac{3Q_i - 4Q_{i-1} + Q_{i-2}}{t_i - t_{i-2}} + (1 - \phi) \frac{3Q_{i+1} - 4Q_{i-1} + Q_{i-2}}{t_{i+1} - t_{i-1}}$$
(10)

其中

$$\phi = \frac{t_{i+1} - t'}{t_{i+1} - t_i}, \ (t_{i+1} > t' > t_i)$$

时刻t'即为 $t + \delta t$ 或 $t - \delta t$ 。将 $t'=t_i$ 或 t_{i+1} 代入方程(10),可以发现得到的源项正好与 t_i, t_{i+1} 的源项大小一致。因此,式(10)保证了源项在时间上的连续性。

2.4.2 排间交界面

对于双时间步方法来说,由于采用了全通道计 算,排间的滑移面数据传递直接通过二维插值即可 完成。而时间矢量推进方法采用了单通道网格,由 于上下游叶排相对运动,不同时刻叶排的相对位置 关系不同,上、下游通道网格不能直接对应,如图2为 某时刻下的叶排对应关系示意图。



downstream rows

图中实线所示叶片通道为当前时刻的叶片所在 位置,虚线为上下游分别对应的叶片通道位置。可 以发现,上游叶片通道出口此时对应于下游叶排两 个通道的进口,而下游叶排进口则对应于上游叶排 一个通道的出口。且上、下游叶排对应的周向位置 处,都不存在真实的叶排通道。因此,要进行数据传 递,需要将该时刻上、下游叶排对应计算域(或叶排 通道)的数值构建出来。若要将上游某位置处(图 2 中红色标记处)的数据传递到下游,则下游接收侧 (Receive side)的变量值 **Q**,可表示为

$$Q_{\rm r}(t) = Q_{\rm d}(t) = Q(t + \delta T), \, \delta T = m \frac{\beta}{\alpha} \qquad (11)$$

式中 Q_{d} 是对应的上游贡献侧(Donor side)变量 值,而Q是实际的上游通道对应位置处的变量值。m则是当前上游叶排通道与贡献侧上游通道相差的通 道数。因此,在进行计算时,需要将 $t + \delta T$ 时刻的变 量值Q计算出来,这就需要在时间上进行插值,而这 个插值同样可采用式(10)来进行。此外, Q_{r} 和 Q_{d} 之 间还要进行空间插值来进行数据传递。

2.5 研究对象与计算设置

本文以一个两排的对转风扇为测试算例,它的 第一排叶片数为19,转速为5.0kr/min,第二排叶片数 为25,转速为3.6kr/min,两排转子的转速相反。对转 风扇的设计流量是240kg/s,设计总压比为1.95。

由于第二排叶片数比第一排多,因此第一排受 到的非定常扰动周期更小。本文双时间步以最小周 期来确定物理时间步长,取最小周期(即第一排的非 定常周期)的1/38。根据两排的叶片数目可以知道, 该物理时间步长实际上对应于第二排非定常周期的 1/50。双时间步的内迭代以残差下降两个数量级为 内迭代的收敛判断标准,内迭代的最大迭代步数设 为60。

对于时间矢量推进方法,需要分别给定第一排 和第二排所采用的样本时刻数(分别记为*N*₁和*N*₂)。 本文执行了两个 TVM 的计算方案 Case 1 和 Case 2。 其中,Case 1 为与双时间步的物理时间步长保持一 致,*N*₁取为 38,*N*₂取为 50。而 Case 2 的计算作为参 考,计算的时刻数减少一半,即*N*₁取为 19,*N*₂取为 25。

研究分别采用了双时间步方法和时间矢量推进 方法对风扇的排间干扰进行了数值模拟分析。对于 双时间步方法来说,由于两排叶片数目没有公因数, 无法约化计算域,因此,只能采用全通道网格。而对 于时间矢量推进方法来说,由于采用了移相周期边 界条件,因此计算时只需要采用单通道网格。其中, 双时间步的全通道网格是由单通道网格全周复制得 到,因此,两种非定常计算方法使用的网格完全 一致。

同时,为了便于使用多重网格技术,各个方向的 网格节点数必须等于2*+1(n为多重网格的重数),本 文使用了3重网格,则各个方向的网格节点数须设为 8的倍数加1。如图3给出了50%叶高上单通道的网格图,两排叶片的网格均采用了H型网格,该网格无法处理普通的平顶间隙,因此必须对叶顶间隙部分进行削尖,第一排网格节点数周向×轴向×径向=57×125×73,而第二排则是57×117×73,网格节点数总共约100万。



Fig. 3 Blade to blade mesh at 50% span

3 结果分析

所有计算均在一个48线程的小型工作站上完成,计算时间的对比如表1所示。

Table 1	Wall clock	time for	different	analyses
---------	------------	----------	-----------	----------

It	DTS	TVM		
Item		Case 1	Case 2	
Time/h	59.8	7.5	4.1	

表中显示,相同物理时间步长下,TVM的计算时间仅为DTS计算时间的1/8。这表明了TVM计算的高效性。

图4给出了DTS计算中,压气机进出口流量随外 迭代步数的变化曲线,以及流场中某监测点(位于第 二排中间叶高的尾迹附近)随外迭代步数的变化 曲线。

从图 4 可以看出,当迭代步数达到 1100 时,进出 口量均基本保持不变,排间干扰并没有使进出口流 量产生强烈的波动现象,而第二排监测点的轴向速 度也在约 1100步左右开始了周期性的变化。这说明 经过 1100步左右,DTS 方法外迭代逐渐收敛,时间推 进大约进行了 22 个循环周期。

图 5 给出了 TVM 方法的能量方程残差变化曲线。 图 中显示, Case 1 和 Case 2 的残差下降速度几乎相 同, 经过约 1200步, 能量方程的残差阶次下降到-1, 达到收敛。达到收敛所消耗的迭代步数跟 DTS 外迭 代步数相差不大。但由于 DTS 还存在内部迭代, 当内 迭代收敛后, 外迭代才能向前推进一步。因此, 实际 上 TVM 的迭代步数少于 DTS 的总迭代步数。这是 TVM比DTS计算效率更高的一个原因。此外,相对于DTS的全通道计算,TVM采用了单通道策略,这也是TVM计算效率更高的一个原因。



Fig. 4 Time history of aerodynamic parameters of DTS solution



排间扰动主要包含熵扰动、涡扰动和势扰动(压 力波扰动),其中熵扰动和涡扰动会向下游传播,而 势扰动会向上下游同时传播。为分析TVM方法对排 间干扰捕捉的准确性,图6和图7分别给出了90%叶 高上,熵和压力的瞬时分布。

图 6显示,上游叶排尾缘后形成了一高熵条状区 域,即叶片尾迹。尾迹向下游传播并被第二排叶片 切割成很多尾迹段,尾迹段在第二排叶片通道中逐 渐拉伸并发生倾斜,这与文献[20]中观察到的现象 一致。对比 DTS 和 TVM 的结果可以发现,Case 1 的计 算结果跟 DTS 几乎完全一致,而 Case 2 的尾迹形态则 跟 DTS 存在细微的差别。Case 2 的尾迹显得比较直 且在下游通道中的倾斜拉伸也更少,而 DTS 的尾迹则 多了一些形态上的变化。主要原因在于 Case 2 的物 理时间步长为 DTS 的两倍,导致时间尺度较小的非定 常扰动无法被解析。

通过图7可以发现,势扰动主要来源于第二排叶 片前缘形成的激波,其诱发了压力周向分布的不均



匀性,进而向上游传递,引起上游叶排流场出现周期 性的震荡。此外,对比发现,DTS的计算结果跟TVM Case 1的结果吻合很好,而与TVM Case 2虽存在差 异,但差异并不大。表明对于本案例来说,势扰动比 熵扰动采用较少的时刻数(即更大的物理时间步)即 可进行准确捕捉。图6和图7均表明TVM对排间干 扰的捕捉能力基本等同于DTS。



Fig. 7 Instantaneous static pressure contour at 90% span

排间扰动与主流之间存在强烈的非线性耦合作用,为分析TVM方法对这种非线性作用捕捉的正确 性和准确性,对叶片表面的非定常压力进行Fouier变 化,得到压力的一阶幅值。图8和图9分别给出了 90% 叶高,第一排和第二排叶片表面的1阶压力幅值 (用*pamp*表示)分布。

第一排压力面的一阶压力幅值整体高于吸力面上的幅值。且压力面的一阶压力幅值向上游逐渐减小,在大约 *X/C*_{ax}=0.3 位置处变为0,而吸力面则在



Fig. 8 Amplitude of the 1st harmonic pressure on the 1st row blade surface at 90% span

X/C_{ax}=0.6时变为0。这表明下游对上游叶排的势扰 动,在压力面上传播得更远。此外,对比DTS和TVM 的计算结果,可以发现DTS和TVM Case 1的结果几 乎重合,而TVM Case 2的结果则与DTS存在一些差 别,主要集中在压力面尾缘附近,即X/C_{ax}为0.8~1.0 位置。说明TVM Case 2对该处的非定常流动现象捕 捉不准确。而该位置处,存在激波边界层分离现象, 该分离可通过90%叶高上的时均马赫数分布观察 到,如图10所示。考虑原因在于分离涡与势扰动之 间的非线性作用更为复杂,时间尺度更小,需要更多 的时刻数进行捕捉。

90% 叶高第二排叶片表面的一阶压力幅值比第 一排明显高得多。此外,跟第一排的情况一致,DTS 与TVM Case 1的结果吻合得非常好,而与TVM Case 2存在一些差别。且DTS和 Case 2之间的差别比第一 排中的更明显。这从侧面说明,第二排需要比第一 排更多的时刻数来解析非定常扰动。其原因在于第 二排中的非定常流动现象更为复杂,除了势扰动以 外,还存在熵扰动和涡扰动,这使得第二排中扰动与



Fig. 9 Amplitude of the 1st harmonic pressure on the 2nd row blade surface at 90% span



Fig. 10 Time-averaged mach number contour at 90% span

主流之间的非线性作用更强,从而增大了脉动幅值, 缩短了脉动的时间尺度。

叶尖间隙附近存在叶尖泄漏流,在排间干扰的 作用下,其非定常脉动的特征较为复杂。因此,有必 要讨论TVM方法对排间扰动-叶尖泄漏流非线性耦 合的描述准确性。图11给出了99.5%叶高的熵瞬时 分布。

图 11 中显示, 叶尖间隙附近, 第一排对第二排的 扰动主要来自于上游叶尖泄漏涡, 其形成了类似于



Fig. 11 Instantaneous entropy contour at 99.5% span

尾迹的条状高熵区域。而下游的叶尖附近则存在两 种高熵区域(如图中黑色虚线框所示),分别对应于 叶尖前缘泄漏和叶片中部由激波诱导的二次泄 漏^[21]。可以发现,当上游高熵区域作用前缘泄漏或 二次泄漏时,均会引起泄漏区的熵增大,泄漏增强。 DTS 和 TVM 计算结果对比显示, DTS 和 TVM Case 1 完全吻合,和TVM Case 2整体上看来差别并不明显, 但仔细观察能够发现一些细微差别,这些差别主要 集中在二次泄漏的核心区域。为更清楚地显示各计 算结果之间的差别,图12给出了第二排二次泄漏核 心区的静压在一个周期内的变化。图中显示,DTS和 TVM Case 1的结果基本完全重合,这再一次表明 TVM方法捕捉非定常扰动的准确性。而TVM Case 2 则与DTS有较大的区别,这比图11给出的云图明显 得多。主要的差别有两方面,一方面是TVM Case 2 的静压变化幅值明显更小,另一方面 TVM Case 2的

结果缺少了小时间尺度的变化,如图12中的红色虚 线框所示。



Fig. 12 Static pressure time traces for a point in the 2nd row tip clearance

4 结 论

本文通过与双时间步方法的计算结果进行对比 讨论,得出以下结论:

(1)相对于双时间步方法,时间矢量推进方法能够大大提高计算效率。物理时间步长相等的情况下,双时间步方法的计算时间约为时间矢量推进方法的8倍。

(2)时间矢量推进方法可以解析非定常扰动与 主流之间非线性作用,能够准确捕捉排间干扰中的 势扰动、熵扰动和涡扰动,以及这些扰动在上下游流 场中的传播。在物理时间步长相等的情况下,能得 到跟双时间步方法基本一致的计算结果。

(3)时间矢量推进方法的样本时刻数过少,会导 致小时间尺度的非定常扰动无法被解析。在利用时 间矢量推进方法进行非定常分析时,需合理选择样 本时刻数,在非定常分析的准确性和计算效率上进 行平衡。

致 谢:感谢国家自然科学基金、四川省科技计划项目、 中国民用航空飞行学院科学研究基金的资助。

参考文献

- [1] 王英锋,胡 骏,王志强.转静干涉对叶片非定常表面压力的影响[J].推进技术,2010,31(2):198-203.
 (WANG Ying-feng, HU Jun, WANG Zhi-qiang. Effect of Stator-Rotor Interactions on the Blades Surface Pressure [J]. Journal of Propulsion Technology, 2010, 31 (2):198-203.)
- [2] 张恒铭,黄秀全,张 翔,等.两级对转风扇非定常
 特性分析[J].推进技术,2016,37(2):209-217.

(ZHANG Heng-ming, HUANG Xiu-quan, ZHANG Xiang, et al. Unsteady Characteristic Analysis of a Two-Stage Counter-Rotating Fan [J]. Journal of Propulsion Technology, 2016, 37(2): 209-217.)

- [3] He L, Ning W. Efficient Approach for Analysis of Unsteady Viscous Flows in Turbomachines [J]. AIAA Journal, 1998, 36(11): 2005-2012.
- [4] Hall K C, Thomas J P, Clark W S. Computation of Unsteady Nonlinear Flows in Cascades Using a Harmonic Balance Technique [J]. AIAA Journal, 2002, 40(5): 879-886.
- [5] Gopinath A, Jameson A. Time Spectral Method for Periodic Unsteady Computations Over Two and Three-Dimensional Bodies [C]. Reno: 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2005.
- [6] Gottlieb D, Hesthaven J S. Spectral Methods for Hyperbolic Problems [J]. Journal of Computational and Applied Mathematics, 2001, 128(1-2): 83-131.
- [7] Liu L, Thomas J P, Dowell E H, et al. A Comparison of Classical and High Dimensional Harmonic Balance Approaches for a Duffing Oscillator[J]. Journal of Computational Physics, 2006, 215(1): 298-320.
- [8] Hall K C, Ekici K, Thomas J P, et al. Harmonic Balance Methods Applied to Computational Fluid Dynamics Problems [J]. International Journal of Computational Fluid Dynamics, 2013, 27(2): 52-67.
- [9] Yao J, Gorrell S E, Wadia A R. High-Fidelity Numerical Analysis of Per-Rev-Type Inlet Distortion Transfer in Multistage Fans, Part I: Simulations with Selected Blade Rows[J]. Journal of Turbomachinery, 2010, 132(4).
- [10] Yao J, Gorrell S E, Wadia A R. High-Fidelity Numerical Analysis of Per-Rev-Type Inlet Distortion Transfer in Multistage Fans, Part II: Entire Component Simulation and Investigation[J]. Journal of Turbomachinery, 2010, 132(4).
- [11] Rai M M. Madavan N K. Multi-Airfoil Navier-Stokes Simulations of Turbine Rotor-Stator Interaction [J]. Journal of Turbomachinery, 1990, 112(3): 377-384.

- [12] 李 伟, 竺晓程, 王惠斌, 等. 时序效应对涡轮叶片 非定常作用力影响的数值研究[J]. 推进技术, 2012, 33(1): 47-53. (LI Wei, ZHU Xiao-cheng, WANG Hui-bin, et al. Numerical Simulation of Clocking Effect on Turbine Blade Unsteady Force[J]. Journal of Propulsion Technology, 2012, 33(1): 47-53.)
- [13] 赵 军,刘宝杰. 跨声速多级压气机中的非定常流场 频域分析[J]. 航空学报, 2016, 37(6): 1798-1808.
- [14] Arnone A, Pacciani R. Rotor-Stator Interaction Analysis Using the Navier-Stokes Equations and a Multigrid Method[J]. Journal of Turbomachinery, 1996, 118(4): 679-689.
- [15] 罗楚威,陈 江. 轴流压气机非定常数值模拟方法精 度分析[J]. 航空动力学报, 2017, 32(11): 2808-2816.
- [16] Jameson A. Time Dependent Calculations Using Multigrid, with Applications to Unsteady Flows Past Airfoils and Wings[C]. Honolulu: 10th Computational Fluid Dynamics Conference, 1991.
- [17] Arnone A, Pacciani R. Igv-Rotor Interaction Analysis in a Transonic Compressor Using the Navier-Stokes Equations [C]. Birmingham: ASME 1996 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition, 1996.
- [18] Davis R, Shang T, Buteau J, et al. Prediction of 3-D Unsteady Flow in Multi-Stage Turbomachinery Using an Implicit Dual Time-Step Approach [C]. Lake Buena Vista: 32nd Joint Propulsion Conference and Exhibit, 1996.
- [19] Wang D X, Huang X. Solution Stabilization and Convergence Acceleration for the Harmonic Balance Equation System [J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2017, 139(9).
- [20] Montomoli F, Naylor E, Hodson H P, et al. Unsteady Effects in Axial Compressors: A Multistage Simulation [J]. Journal of Propulsion and Power, 2013, 29(5): 1001– 1008.
- [21] Sirakov B T, Tan C S. Effect of Unsteady Stator Wake— Rotor Double-Leakage Tip Clearance Flow Interaction on Time-Average Compressor Performance [J]. Journal of Turbomachinery, 2003, 125(3): 465-474.

(编辑:梅 瑛)