

## 基于并行 CFD 方法的颤振特性计算

郑冠男<sup>1</sup> 杨国伟<sup>1</sup> 钱卫<sup>2</sup>

(1 中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京, 100080)

(2 沈阳飞机设计研究所, 沈阳, 110000)

**摘要**将流体和结构运动方程分别构造为含子迭代的计算格式, 发展一种紧耦合气动弹性分析方法。其中流体计算的空间离散采用改进的 HLLW (Harten-Lax-Van Leer-Einfeldt-Wada) 格式, 同时采用 MPI 通信实现并行计算。弹性体网格变形法用于生成随结构变形的四面体非结构网格。利用所发展的方法, 对一标模 445.6 翼型进行了跨声速气动颤振特性研究, 分析其颤振特性并对比实验结果。同时还运用所发展的方法对某机带控制舵垂尾的颤振特性进行了研究, 确立了所发展方法对实际工程颤振问题的适应性。

**关键词** CFD; CSD; 气动弹性; 耦合算法; 颤振特性; MPI

航空业的快速发展, 整体国力的不断增强, 使得民用客机和军用战机的需求都在不断的增加。作为飞行器设计中的核心问题——飞行器的气动颤振特性也越来越被关注, 对于飞行器的气动颤振的问题也被广泛研究。本文作者主要通过计算标模 445.6 翼型[1]的各个工况下的气动颤振特性以及某机带控制舵垂尾气动颤振特性的研究, 验证所发展方法的实用性和处理实际工程问题的精确性。

上个世纪九十年代以前, 人们主要通过线性化方法确定飞行器的非定常气动力, 再结合求解线性化的广义结构运动方程预测飞行器的气动颤振边界。对于结构小变形以及亚声速情况下, CFD 和 CSD 都作线性化假设是合理的; 但是当飞行器的飞行马赫数提升到跨声速范围时, 由于激波的出现致使流场表现高度非线性, CFD 的线性化假设不再适用, 必须使用 Euler 或者 Navier-Stokes 方程才能得到正确的非定常气动力[2]。由于简单翼型的军机颤振问题不需要 N-S 方程, 同时 N-S 方程计算湍流边界层需要混合网格并消耗更多的计算资源, 所以本文采用无粘 Euler 方程作为流体控制方程[3]。

数值模拟定常流动时, 由于只关心稳定的收敛解, 所以人们一般只把目光关注在空间离散格式的精度上, 显式改为隐式时间推进只是为了增加稳定性条件加快收敛速度。而对于颤振特性研究时, CFD 和 CSD 计算都是非定常的, 时间和空间离散精度同样重要。构造高效、高精度的时间推进格式, 是颤振特性研究所必须的, 但是即使使用再高精度的时间方法求解流体和结构运动方程, 整个时间的计算精度仍然只有一阶的。

将流体力学与结构运动方程都构造成含子迭代的计算格式是目前处理此类问题的常用方法。Alonso 等[4]首先提出了双时间隐式-显式气动弹性计算方法。在每个真实时间步, 非定常流场计算转化为虚拟时间上的定常流场计算, 并用 Runge-Kutta 显式方法求解虚拟时间上的定常流场。当地时间步长、残值光顺、多重网格等加速定常流场收敛的措施用于提高流场计算效率。但是该方法存在比较大的缺点是, 为了保证每一真实时间步的定常流场计算的适当收敛, 至少需要计算上百步时间, 所需计算量仍然大。Gordiner 等[5]将隐式的分解因式推进方法构造成子迭代, 结构运动方程亦用于子迭代离散, 用 3 步子迭代耦合计算 Navier-Stokes 方程和结构运动方程研究了一机翼气弹标模的跨声速颤振特性。在本文作者文献[6]的基础上, 将 LU-SGS 格式构造子迭代格式, 结构运动方程用文献[5]同样的方法离散, 发展了基于四面体非结构网格的紧耦合气动弹性计算方法, 求解 Euler 方程模拟了带翼尖小翼的超临界翼型的颤振特性。

在气动弹性的计算中, 由于结构变形, 在每一计算时间步, 需要生成自适应的计算网格。对于结构网络的简单变形可以用代数方法直接生成, 但是对于基于四面体单元的非结构网格用代数的方法很难重新生成新的计算网格。本文发展了基于弹簧网络模型假设的三维非结构网格变形方法, 并用共轭梯度算法加速非结构网格变形求解。

在结构模态处理上以往都是只考虑垂直于来流方向上的一个方向的结构变形, 其余两个方向都被作了简化处理, 在本文中则发展了考虑空间三方向结构变形的计算方法, 使得结构的变形更加接近于物理事实。

对于一个给定模型的颤振计算, 目前采用的大多数跨声速方法里都需要进行给定马赫数给定其他来流条件的时域计算。针对一给定马赫数就需要进行多次计算才能确定颤振边界, 故目前的方法存在计算量巨大的困难, 本文将占总计算量绝大部分的 CFD 计算部分进行了并行化, 大大节约了计算时间, 提高了工程问题的分析效率。本文工作中的并行实现主要采用 MPI 信息传递的方法。

本文在计算寻找颤振边界时, 采用了变密度和变来流声速的方法, 计算确定了文献[1]中的 445.6 翼型各马赫数颤振边界。随后将本方法在亚声速和跨声速区域计算得到的结果与实验结果相对比。最后针对某机带控制舵的实际颤振特性情况, 研究了控制舵对机翼跨声速颤振特性的影响。

## 1 广义结构方程求解方法

基于 Rayleigh-Ritz 方法, 广义结构运动方程可以表示为如下的二阶常微分方程:

$$[M]\{\ddot{q}(t)\} + [D]\{\dot{q}(t)\} + [K]\{q(t)\} = \{F(t)\} \quad (1.1)$$

$$\{w(x, y, z, t)\} = \sum_{i=1}^N q_i(t) \{\phi_i(x, y, z)\} \quad (1.2)$$

$$\{F(t)\} = \sum_{i=1}^3 \iint \Delta f_i(x, y, z, t) \phi_i(x, y, z) ds \quad (1.3)$$

这里  $\{w(x, y, z, t)\}$  表示飞行器表面的结构变形矢量,  $\{q(t)\}$  为广义位移,  $\{F(t)\}$  为广义的气动力。前两者则描述了飞行器结构变形的时间历程。  $[M]$ 、 $[D]$ 、 $[K]$  分别为结构的广义质量、阻尼和刚度矩阵。这些量可以用结构有限元程序、商用软件 NASTRAN 计算或者通过实验获得, 他们与流动无关而只与飞行器的结构和质量分布特性有关。  $\{F(t)\}$  为广义气动力, 正是该项将结构与空气动力学联系起来。所以动弹性分析是求解结构、气动耦合的动力学系统。这允许我们选择不同的计算方法: 对结构作线性假设, 则广义质量、阻尼、刚度矩阵不随时间 (结构变形) 变化。这时计算广义气动力的空气动力学模型选择与结构无关, 即空气动力学模型与结构模型完全独立。

广义气动力计算已经从频率域的线性偶极子和核函数方法发展到在时间域内的求解三维非定常 Euler 和 Navier-Stokes 方程。如果结构和空气动力学模型都是线性模型, 广义结构运动方程转化为求解其稳定性矩阵的特征值, 特征值的大小和符号决定该系统的稳定性。如果用非线性空气动力学模型分析气动弹性, 只能在时间域内求解, 决定系统稳定性的过程变得非常复杂, 但是他们都是基于同样的结构运动方程(1.1)。

求解广义结构运动方程, 令  $\bar{S} = \{q(t), \dot{q}(t)\}$ , 可以将二阶常微分方程(1.1)改写为线性方程组形式:

$$\frac{d\bar{S}}{dt} = \bar{P} = \begin{bmatrix} 0 \\ \{F(t)/[M]\} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ [K]/[M] & [D]/[M] \end{bmatrix} \bar{S} \quad (2)$$

一般方程(2)可以用经典的 4 阶 Runge-Kutta 方法求解, 但是该方法的求解每一步的值只与 n 时间步的值有关。因此, 即使流场计算用子迭代格式, 也只能在流场计算的子迭代完成后再计算结构运动方程, 属于松散耦合方法。用这种方法, 不管流场与结构计算用高阶时间精度格式, 整个计算的时间精度仍然只有一阶。所以我们将方程(2)构造如下子迭代格式:

$$\begin{bmatrix} 1 & -\phi^i \Delta t \\ \phi^i \Delta t [K]/[M] & 1 + \phi^i \Delta t [D]/[M] \end{bmatrix} \Delta \bar{S} = -\phi^i \left\{ (1 + \phi) \bar{S} - (1 + 2\phi) \bar{S}^n + \phi \bar{S}^{(n-1)} + \Delta t \bar{P}^p \right\} \quad (3)$$

$$\Delta \bar{S} = \bar{S}^{(p+1)} - \bar{S}^{(p)}, \phi^i = \frac{1}{(1 + \phi)}$$

当  $\phi = 0.5$ ,  $p \rightarrow \infty$  时, 方程(3)为二阶时间精度格式。如果流场计算也用子迭代格式构造, 在每一子迭代步, 同时求解流场和结构变形, 则得到紧耦合格式。当子迭代步趋于无穷时整个计算的时间精度为二阶。

## 2 Euler 流场计算方法

三维 Euler 方程在贴体坐标系下的方程可表示为:

$$\partial_t Q + \partial_\xi E + \partial_\eta F + \partial_\zeta G = S_{GCL} \quad (4)$$

其中  $S_{GCL}$  是由于网格变形引起的几何守恒项。本文构造了包含子迭代的 LU-SGS 时间推进格式:

$$LD^{-1}U\Delta Q = -\phi^i \left\{ (1 + \phi) Q^p - (1 + 2\phi) Q^n + \phi Q^{n-1} - \Delta t (\delta_\xi E^p + \delta_\eta F^p + \delta_\zeta G^p) \right\} \quad (5)$$

与标准的 LU-SGS 不同的是在 L、D、U 表达式中包含的变量  $\phi^i$ , 其表达式为

$$L = \bar{\rho} I + \phi^i \Delta t (A_{i-1,j,k}^+ + B_{i,j-1,k}^+ + C_{i,j,k-1}^+), \quad D = \bar{\rho} I$$

$$U = \bar{\rho} I - \phi^i \Delta t (A_{i+1,j,k}^- + B_{i,j+1,k}^- + C_{i,j,k+1}^-), \quad \bar{\rho} = 1 + \phi^i \Delta t (\bar{\rho}(A) + \bar{\rho}(B) + \bar{\rho}(C))$$

$$\phi^i = 1/(1 + \phi), \quad \Delta Q = Q^{p+1} - Q^p$$

在子迭代过程中同时求解方程(3)和(5), 得到气动弹性计算的紧耦合计算格式。这里, 方程(5)中的无粘项用改进的 HLLEW 格式离散[7]。改进的 HLLEW 格式在等熵流动区域, 格式自动恢复为迎风差分通量分裂 Reo 格式, 在熵跳跃大的流动区域, 格式恢复为标准的 HLLEW 格式。这样既克服了 Reo 格式模拟激波流动时可能产生的非物理振荡现象, 也克服了 HLLEW 格式在连续流动区域格式粘性太强的缺点。从而提高了流场整体计算精度。

Alonso 等[4]早在 1994 年就提出了一种双时间隐式-显式气动弹性计算方法。在每一真实时间步, 时间精确解转化为求解定常流动问题, 用显式 Runge-Kutta 时间推进求解。当地时间步长、残值光顺、多重网格等用于加速定常流动计算的收敛速度。本文发展了基于 LU-SGS 的含子迭代的隐式格式, 使用统一时间步长计算, 因此上面所推导的公式都是基于统一时间步长推导的。

### 3 网格变形方法

由于本文采用的计算网格是基于四面体结构的非结构网格，故以往结构网格中所采用的代数网格变形方法不再适用，作者发展了基于线性弹簧和扭转弹簧模型的弹性网格变形技术。在网格变形的整体思想上仍然沿用一贯的处理办法，假设计算网格的远场固定不动，而物面的网格变形由结构运动方程计算得到，空间网格的每一时间步变形增量则由物面、远场和对称面等变形增量通过网络弹簧变形迭代得到。下面简单介绍一下基于非结构网格的弹簧网络变形方法。

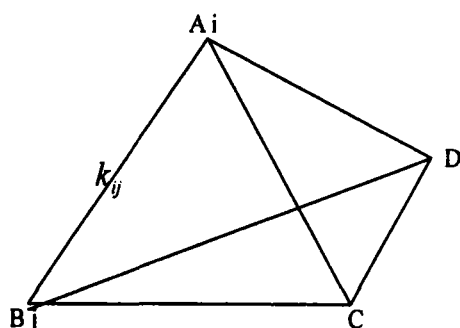


图 1 四面体网格单元示意图

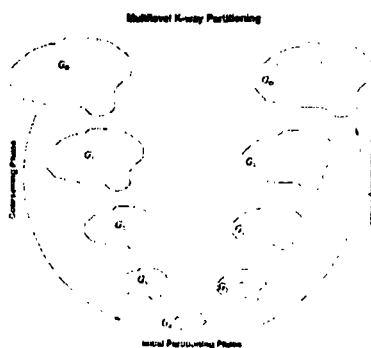


图 2 多级 k 路超图分区方法示意图

假设每一个空间四面体单元的结构如图 1 所示，图中 A、B、C 和 D 为四面体单元的四个顶点，AB 等线段为连接各顶点的边，本文方法即为假设 AB 等线段为具有一定弹性系数的弹簧，边界处的网格变形量即通过这些弹簧进行传递。定义，若 i 点为计算点，与之相邻的点为 j 点，整个网络系统除了 ij 之间有弹性弹簧作用之外假设 AB 与 BCD 平面之间还存在一个扭转弹簧作用，故可以很好的防止由于网格被压缩造成的扭曲畸变。由于本文篇幅所限就不再详述具体的方法和推导，本文作者将会撰写专文详述有关网格变形的的方法。下式则是考虑扭转弹簧的平衡方程：

$$F^{ijkl} = F_{linear}^{ijkl} + F_{torsion}^{ijkl} = F_{linear}^{ijkl} + \left[ R^{ijkl} C^{ijkl} R^{ijklT} \right] p^{ijkl} = 0 \quad (6)$$

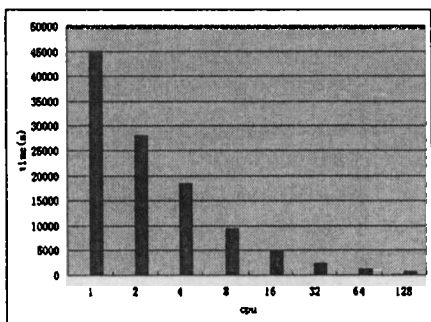
### 4 并行计算方法与实现

并行计算方法主要包括并行分区方法和并行实现技术。本文工作的并行实现是基于 MPI 消息传递方法的并行方法，故并行分区方法和并行实现都是基于此基础上发展的。

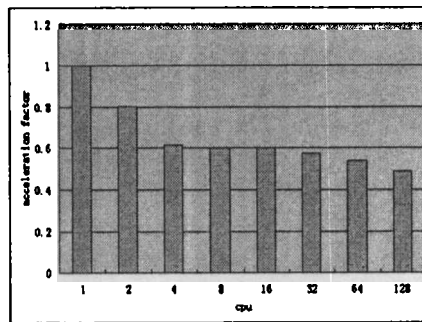
MPI 消息传递方法有别于共享内存型并行方法，适用于大规模的并行计算，但是同时又很强的依赖于通信技术和通信效率，所以在相同的计算环境的基础下，如果能够使信息传递量尽量少的则可以很好的提高并行效率；而信息的传递量很大部分依赖于整体计算域的并行分区。目前在并行分区方法里，明尼苏达大学发展的 metis[8]多级 k 路超图分区方法是一种比较理想的分区方法，得到了广泛的利用。如图 2 所示，多级 k 路分区方法的主要思路为，首先将一个很大规模的网格拓扑系统看成一个无向图，通过将相邻的点进行凝聚，不断地缩小图的规模，在得到一个基本能够接受的凝聚图之后，再使用最少 k 路法对凝聚图进行等负载分割；对分割好的凝聚图通过反凝聚过程返回到初始的无向图，最后通过局部精化的过程得到最终的分区图。通过多级 k 路分区法得到的分区图可以既保证尽量少的被切割边同时保证了各分区的负载均衡。本文工作是采用明尼苏达大学提供的 pmetis 开源核心代码，通过自己编写混合网格和 pmetis 的前后接口程序实现网格的并行分区。多级

k 路分区法经测试证实分区的计算负载和通讯负载都基本达到了最优状态。

程序的并行是通过 MPI 信息传递实现的, 对于大规模的并行计算, 提高通信效率减少通信拥堵现象是提高并行效率的最有效的手段。本文工作中主要是通过分区的块与块之间进行分层通信实现的。实现的主要思想为, 将每一个计算节点看成一个点, 假设每一对需要通信的节点之间存在一个虚拟的边, 这样整个计算域的通信网络可以看成是一个无向图; 通过对这个无向图的每一条边进行染色, 染色通过使用最少的颜色保证每一个节点的所有的边的颜色都不相同。程序在进行通信时, 将所有的通信按照总颜色种类  $n$  分为  $n$  层, 每层通信时只使采用该层颜色染色的边的两端节点进行两两通信, 遍历完  $n$  层颜色之后所有的通信也即为完成。这样的通信方式的优点是, 不需要每个节点跟主节点通信同时每一时刻每个节点只与一个节点有通信关系减少了拥堵的可能; 而分层遍历的方式也节约了总的通信时间, 最大限度的利用了通信网络, 节约了计算时间。如图 3 所示, 图 (3a) 和 (3b) 分别表示了对于一套 400 万的混合格, 使用两方程湍流模型并行计算程序运行 500 步所需要计算时间和不同的数目的 cpu 时的加速比。从图中可以看出在 128 个 CPU 时加速比只有 50% 左右, 这是由几方面因素决定的, 一方面我们的程序在通信部分代码还有很大的优化空间, 另一方面也受问题的规模和计算环境的通信网络质量限制, 在本文工作中 400 万网格 128cpu 时大量的计算时间消耗在了进程间的通信请求和响应上了, 问题的规模越大对于并行效率的提高越有利。

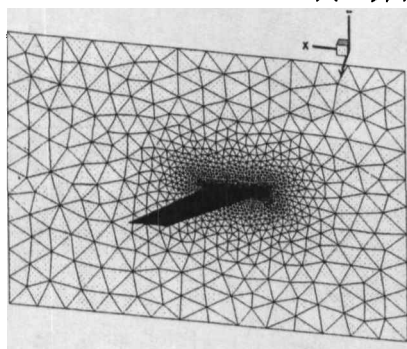


(3a)

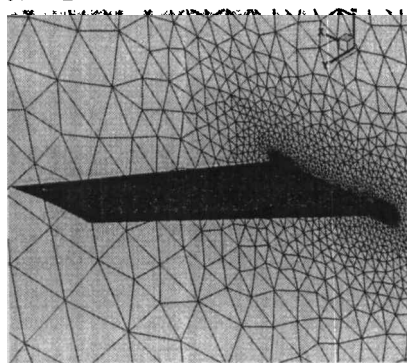


(3b)

图 3 并行计算时间与并行加速比



(4a)



(4b)

图 4 标模 445.6 翼型计算用网格

## 5 模型计算实例

本部分主要是通过两个具体的实例来验证本文所发展的方法的实用性和处理复杂外形颤振特性问题的能力。

### 5.1 标模 445.6 翼型颤振数值模拟

计算所用的 445.6 标模的外形以及非结构网格如图 5 所示，翼型表面三角形网格数为 50610 个，空间四面体网格数为 1147700 个。由于本文在处理远场边界条件时采用了无反射边界条件，故远场距离仅为特征长度的 3 到 5 倍已能满足计算所要求的精度。

本文对文献[1]实验所提到的 Weakened 模型所对应的各个马赫数进行了模拟计算。由于文献[1]中已经提供了所有的实验得到的颤振边界对应的来流速度密度以及马赫数值，故本文工作只需要取定来流马赫数和速度，在实验值附近改变来流密度值就可以验证本文方法与实验值的误差。通过大量的计算得到各个马赫数与实验值的误差，由于本文篇幅有限，就不一一详述，仅对于较有代表性的两个马赫数 0.499 和 0.96 进行分析。0.499 代表了较低速度的亚声速流动，而 0.96 则代表跨声速流动；马赫数等于 0.499 时本文所计算得到的密度与实验所得边界密度误差为 2.53%，马赫数等于 0.96 时所得边界密度误差为 0.41%。计算结果说明本文方法在跨声速颤振的模拟上有较高的精度，而在亚声速流动时虽然误差较大，但是仍然在工程运用可以接受的范围之内。同时本文计算所得精度也都好于前人针对 445.6 模型数值模拟所得的结果。图 5 为本文计算所得的马赫数为 0.96 时各阶模态广义位移随时间变化曲线，5a、5b 和 5c 分别为不同来流密度时广义位移随时间变化曲线，5d 则为三个不同来流密度的一阶模态广义位移随时间变化曲线对比图，从图中可以看出本文计算结果与实验值 0.000123slugs/cu ft 符合得很好，该条曲线基本处于等幅振动状态。

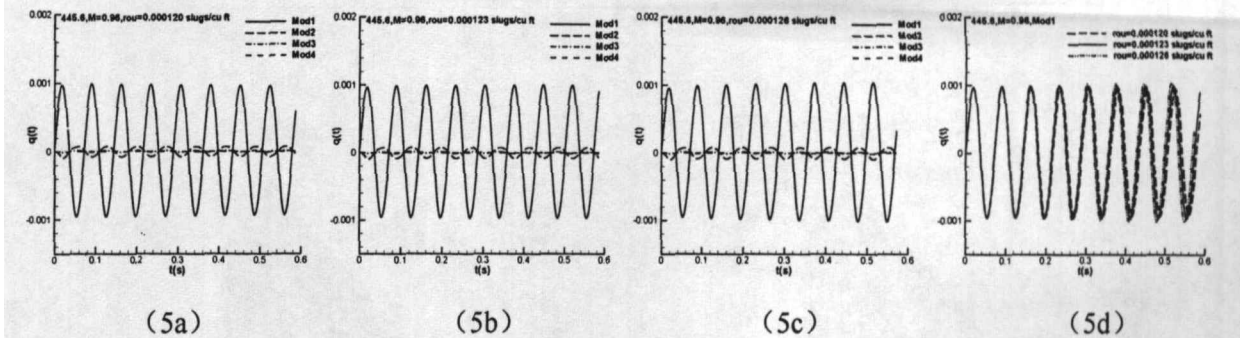


图 5 M=0.96 时广义位移随时间变化曲线

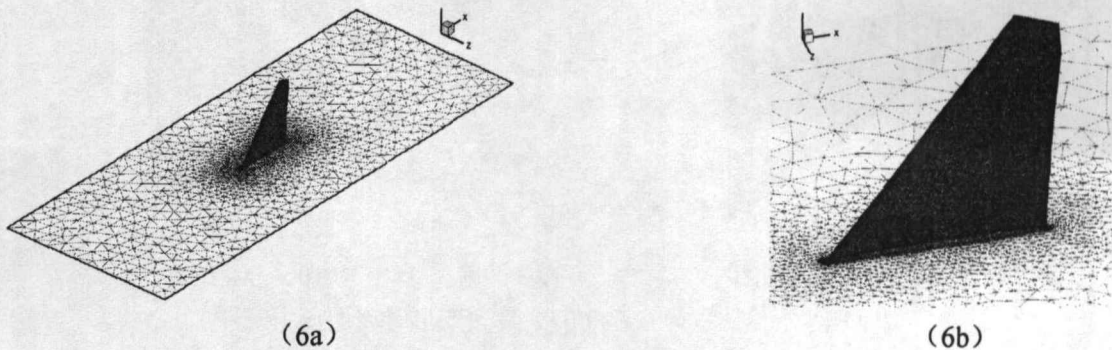


图 6 带控制舵垂尾计算所用网格

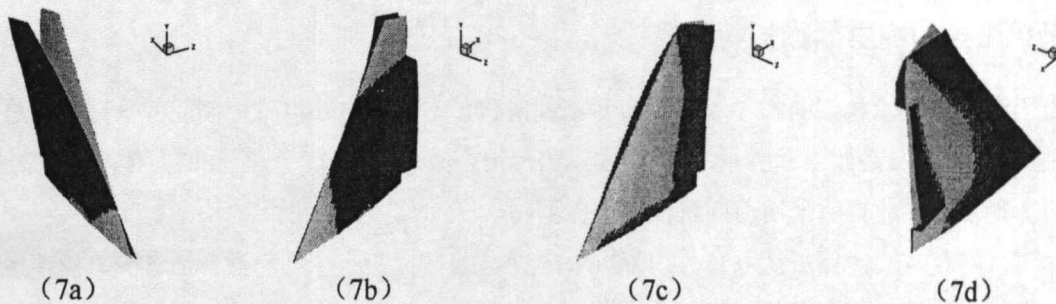


图 7 垂尾前四阶模态振型图

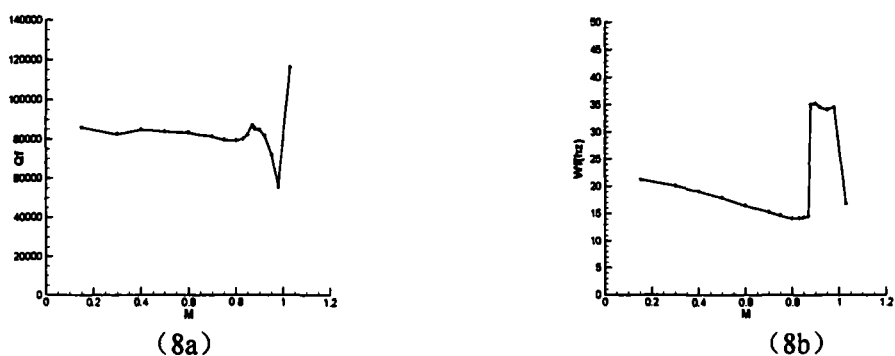


图 8 颤振速压和颤振频率随马赫数变化曲线

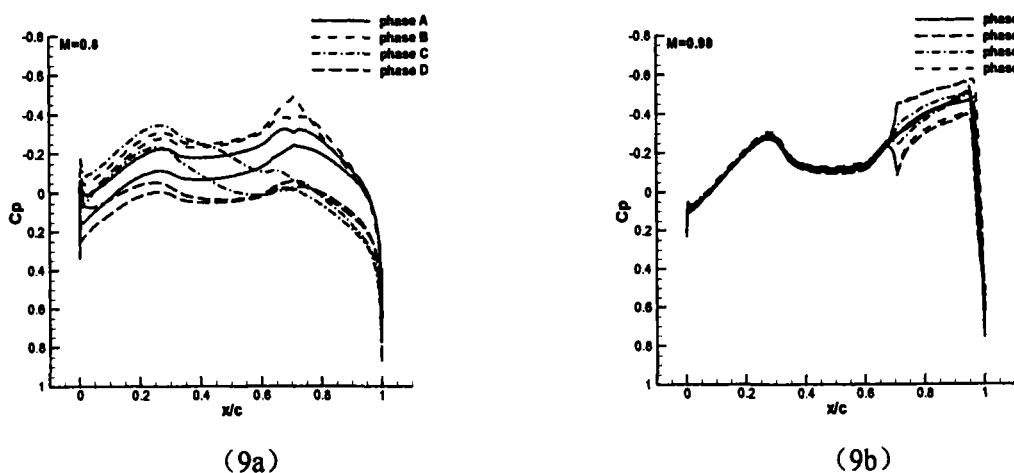
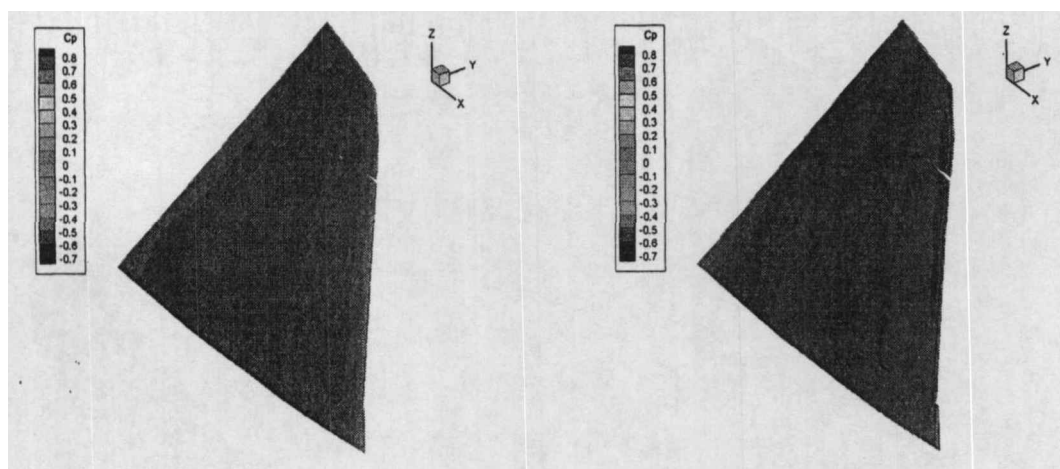


图 9 马赫数为 0.8 和 0.98 时 50% 截面各相位压力系数曲线



(10a) M=0.80 (10b) M=0.98

图 10 马赫数为 0.8 和 0.98 最大变形时表面压力云图

### 5.2 某机带控制舵垂尾颤振特性模拟

为了进一步检验我们的程序和解决实际工程问题，本文又对某机带控制舵的垂尾模型进行了颤振特性计算，计算网格如图 6 所示，翼型表面三角形网格数为 102295 个，空间四面体网格数为 825820 个；图 7 则为本文计算所采用前四阶模态的振型图。

针对该问题本文计算了从 0.15 到 1.03 的 17 个马赫数，每一个马赫数都通过变来流声速法反复迭代求得颤振边界，限于篇幅就不再一一罗列各个马赫数的广义位移曲线而是直接给出颤振速压和颤振频率随马赫数的变化曲线如图 8 所示。从图中可以明显地看出对于常规的薄板翼型在马赫数大于 0.8 之后颤振速压应该单调增加一直至马赫数大于 1.0，而本文中却在马赫数大于 0.88 小于 1.0 之

间出现了明显的凹坑,而从颤振频率随马赫数变化图上也可以看出该区域频率出现了较大的越变,从而作者判断在该区域颤振由一三阶耦合转变为二四阶耦合。为了进一步验证设想本文特地取出马赫数分别为 0.8 和 0.98 时弦长 50%截面压力系数曲线在各个相位时的对比图,如图 9 所示,从图中可以看出马赫数为 0.8 时振动的气动力较大部分是由垂尾的主翼部分变形提供,而马赫数为 0.98 时振动的气动力则大部分由副翼偏转部分提供;从图 7 中也可以看出二四阶模态主要是副翼部分分量。为了进一步说明本文计算所得出的 0.88-1.0 马赫数部分的颤振凹坑是由控制舵偏转造成的,本文最后给出了马赫数分别为 0.8 和 0.98 变形量最大时物面的变形情况和表面压力云图,如图 10 所示,从图中可以清晰看出,马赫数 0.96 时主要变形是控制舵偏转,而马赫数 0.8 时主要变形是垂尾一弯和垂尾一扭耦合变形。

## 6 结论

通过以上算例的计算可知,标模 445.6 翼型的亚声速和跨声速颤振特性和实验值符合得较好,说明所发展的方法能够处理好跨声速颤振特性的问题。对某机带控制舵垂尾的颤振特性研究则说明本文所发展的方法完全能够处理真实的工程问题,得到的跨声速阶段因为控制舵产生的副翼嗡鸣现象为解决工程实际中遇到的问题提供了数据支持;该垂尾模型的准确计算为进一步解决工程实际问题奠定了一定的数值方法基础。

## 参考文献

- [1] E. Carson Yates, "AGARD Standard Aeroelastic Configurations for Dynamic Response I-Wing 445.6," AGARD Report No. 765, July 1988.
- [2] Guruswamy, G. P., "Vortical Flow Computations on Swept Flexible Wings Using Navier-Stokes Equations," AIAA Journal, Vol. 28, No. 12, 1990, pp. 2077-2084.
- [3] Liu, F., Cai, J. Zhu Y., Tasi, H. M. and Wang, A. S. F., "Calculation of wing Flutter by a Coupled Fluid-Structure Method," Journal of Aircraft, Vol. 38, No. 2, 2001, pp. 334-342.
- [4] Alonso, J. J., and Jameson, A., "Fully-Implicit Time-Marching Aeroelastic Solutions," AIAA Paper 94-0056, Jan. 1994.
- [5] Gordiner, R. E., and Melcille, R. B., "Transonic Flutter Simulation Using an Implicit Aeroelastic Solver," Journal of Aircraft, Vol. 37, No. 5, 2000, pp. 872-879.
- [6] Yang, G., S. Shigeru and J. Nakamichi, "Aileron Buzz Simulation Using an Implicit Multiblock Aeroelastic Solver," Journal of Aircraft, Vol. 40, No. 3, 2003, pp. 580-589.
- [7] Obayashi, S., and Guruswamy, G. P., "Convergence Acceleration of a Navier-Stokes Solver for Efficient Static Aeroelastic Computations," AIAA Journal, Vol. 33, No. 6, 1995, pp. 1134-1141.
- [8] G. Karypis and V. Kumar. "Multilevel k-way hypergraph partitioning," Technical Report TR 98-036, Department of Computer Science, University of Minnesota, 1998.

作者简介: 郑冠男, 男, 1983 年 12 月出生, 中国科学院力学研究所博士生, 研究领域和方向: 主要研究计算流体力学, 气动弹性力学, 地址: 北京市北四环西路 15 号, 中国科学院力学研究所, 100190, EMAIL: zhengguannan@imech.ac.cn, 电话: 010-82544010, 13910183048