

基于混合网格 NS 方程并行计算的某机全机颤振特性分析

郑冠男¹ 杨国伟¹ 钱卫²

(1 中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室(筹), 北京, 100190)

(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。其中流体计算采用基于混合网格的 Navier-Stokes 方程方法, 同时采用 MPI 通信实现大规模并行计算。基于非结构背景网格的动网格变形方法用于生成随结构变形的混合网格。本文用所发展的方法数值计算分析某机风洞实验模型的跨声速颤振特性, 将计算结果与实验结果相对比, 验证了所发展方法在跨声速颤振计算中的数值精度, 为将该方法运用于工程设计中提供相关精度参考。

关键词 CFD; CSD; 气动弹性; 耦合算法; 颤振特性; MPI

近几年国内经济的飞速发展带来了整个航空业的春天, 无论是以大飞机为主的民用航空还是军用航空业都在迅猛的发展。作为飞行器设计中的核心问题——飞行器的颤振特性也越来越被关注, 关于飞行器颤振的相关问题也被广泛研究。上个世纪九十年代以前, 人们主要通过线性化的非定常气动力结合线性化的广义结构运动方程预测飞行器的气动颤振边界。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[1]。

本文在前人所做的工作的基础上发展了基于混合网格 Navier-Stokes 方程并行计算的颤振数值模拟方法。在该方法中, 将流体力学与结构运动方程都构造成含子迭代的双时间隐式-显式[2]迭代方法。在本文作者文献[3]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[4]同样的方法离散, 发展了基于混合网格的紧耦合气动弹性计算方法。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。本文使用作者文献[5]里所发展的弹性网络动网格方法发展实现了混合网格的动态变形。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。目前的

CFD 与 CSD 紧耦合颤振计算方法存在计算量巨大的困难, 本文将占绝大部分计算量的 CFD 计算通过 MPI 信息传递的方法实现了并行化[6], 大大节约了计算时间, 提高了工程问题的分析效率。本文主要通过计算标模 445.6 翼型[7]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[8], 验证了所发展方法的精度和处理实际工程问题的适用性。

本文最后首先使用所发展的方法计算某机实验模型的亚声速颤振特性与 NASTRAN 计算得到的不可压结果相对比确认所研究问题的流体与结构建模的正确性; 再对某机试验模型的跨声速颤振特性进行了计算, 将计算结果与风洞实验结果相对比, 研究本文所发展的方法在计算复杂外形飞行器跨声速颤振特性时的数值精度, 为该方法进一步在工程设计中推广提供参考。

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。

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:

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

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)构造成如下的子迭代格式:

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

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 流场计算方法

三维 N-S 方程在直角坐标系下的方程可表示为:

$$\partial_t Q + \partial_x E + \partial_y F + \partial_z G - \partial_x E_v - \partial_y F_v - \partial_z G_v = S_{GCL} \quad (4)$$

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:

$$LD^{-1}U\Delta Q \\ = -\phi^i \left\{ \begin{aligned} & (1 + \phi)Q^n - (1 + 2\phi)Q^{n-1} + \phi Q^{n-2} \\ & - \Delta t (\delta_x E^p + \delta_y F^p + \delta_z G^p) + \Delta t (\delta_x E_v^p + \delta_y F_v^p + \delta_z G_v^p) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

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

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

$$D = \bar{\rho} I,$$

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

$$\bar{\rho} = 1 + \phi^i \Delta t (\bar{\rho}(A) + \bar{\rho}(B) + \bar{\rho}(C)),$$

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

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 HLEW 格式离散[9], 粘性项直接使用一阶中心格式离散。改进的 HLEW 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 HLEW 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 HLEW 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。

3 网格变形与大规模并行计算方法

由于本文采用的计算网格是基于四面体单元、三棱柱单元、六面体单元和金字塔单元的混合网格, 故以往结构网格中所采用的代数网格变形方法不再适用, 作者在文献[5]中发展了基于弹簧网络模型的非结构网格变形技术也不再实用。本文在文献[5]的基础上发展了一种基于非结构背景网格的混合网格变形方法, 该方法一套较稀疏的非结构网格作为背景网格, 该网格的变形使用文献[5]所发展的方法, 流场计算所要用的混合网格的变形量由该背景网格的变形量代数插值得到, 根据该方法的具体实现技术所撰写的文章正在发表当中。

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, 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

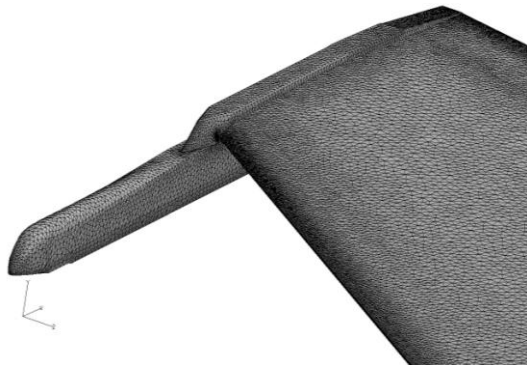
共享内存型并行方法, 适用于大规模的并行计算, 但是同时又依赖于通信技术和通信效率, 所以在相同的计算环境的基础上, 如果能够使信息传递量尽量少则可以很好的提高并行效率; 而信息的传递量很大部分依赖于计算域的并行分区。目前在并行分区方法里, 明尼苏达大学发展的 metis[10]多级k路超图分区方法是一种比较理想的分区方法, 得到了广泛的利用。程序的并行是通过 MPI 信息传递实现的, 对于大规模的并行计算, 提高通信效率减少通信拥堵现象是提高并行效率的最有效的手段。在本人的文献[6]中发展了通过分区的块与块之间进行分层通信的方式, 实现快速高效的并行计算通信。该方法具有通信效率高, 通信量低, 响应快速不会发生通信拥堵等优点, 具体的实现方法可以参见本文作者相关工作[6]。

4 模型计算与结果分析

本文所发展的计算方法在文献[8]中已经通过标模 445.6 的计算得到验证, 对于简单外形的亚声速和跨声速气动颤振模拟都具有较高的精度。下面我们将以所发展的计算方法为工具主要研究某机风洞实验模型的跨声速气动颤振, 验证所发展的求解器的数值精度。



(1b) 某机风洞模型的翼尖及挂架表面网格

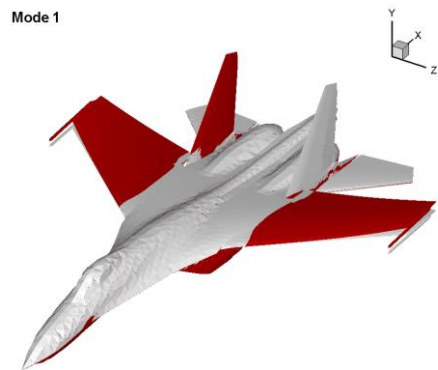


(1a) 某机风洞模型的机头表面网格

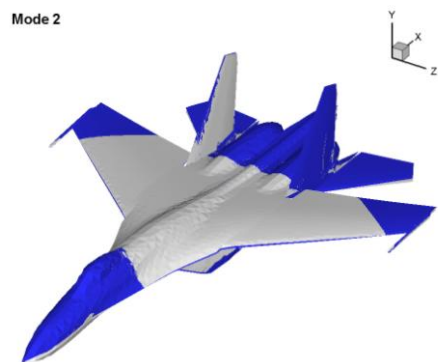
图 1 某机风洞实验模型 CFD 计算网格

本文的主要工作是对某机的风洞模型进行颤振特性研究, 为了提高计算结果的精度需要使用 Navier-Stokes 方程进行计算, 所以我们采用含有附面层网格的混合网格。对于混合网格规模的选取原则, 本文也做了大量的对比工作, 发现网格的规模较小时流场计算具有较大的非物理粘性, 当网格规模在 1000 万以上时基本能够满足颤振计算对流场的计算精度要求。本文计算采用的机翼表面非结构网格如图 1a-1b, 其中模型表面的三角形网格数为 555190 个, 附面层为 9 层网格, 空间四面体网格数为 10094920 个, 总网格数目是 15091630 个, 能够满足颤振计算的精度要求。

合作单位提供了风洞模型的模态数据, 该模型的结构在原始模型的基础上考虑了结构重量的超重因素, 这样弯扭耦合的小阻尼颤振更容易发散, 便于实验观察。该超重结构模型的模态数据包括 6 阶模态, 对应模态的振型演示如图 2。对颤振计算, 通常结构变形只考虑翼面垂直方向的变形量, 这里我们考虑了三个方向的变形量, 这样不但可以考虑到机身、主翼面和平尾的振动效应, 也可以考虑到垂尾的振动效应。但本文主要研究全机的耦合颤振问题, 所以模型结构在建立时垂尾的舵面以及平尾都作了一些简化。



(2a)



(2b)

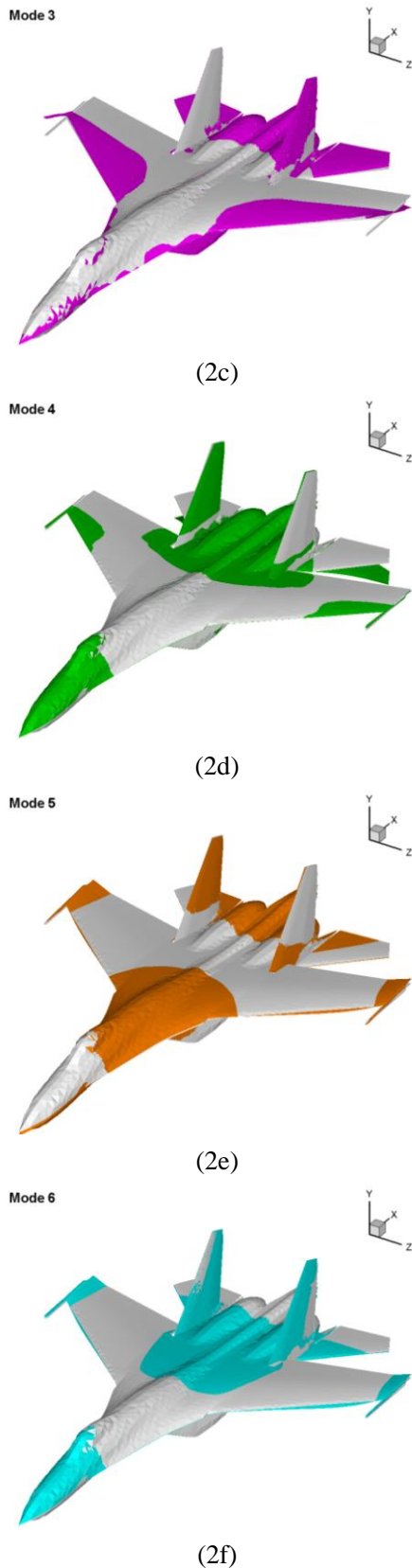
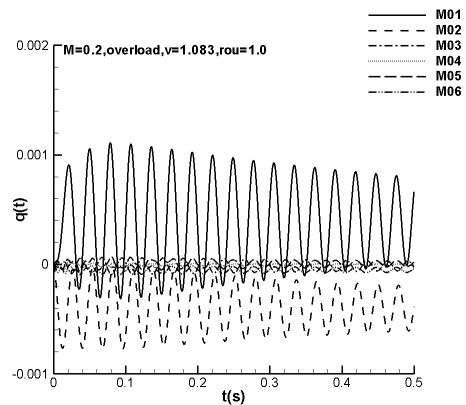


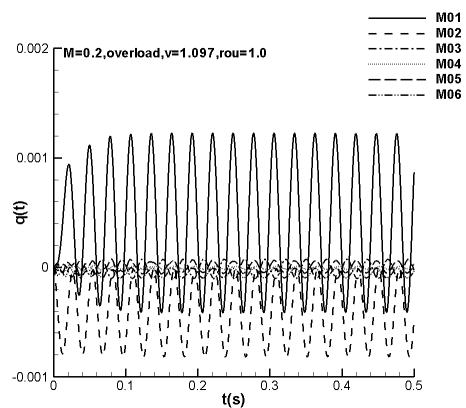
图 2 某机风洞模型六阶模态振型图

因为计算所采用的混合网格数目较大，颤振计算所要涉及到的 CFD 计算量非常大，这里为了对比相关实验结果，所以我们只计算了两个典型工况，分别是马赫数 0.2 和 0.9。马赫数 0.2

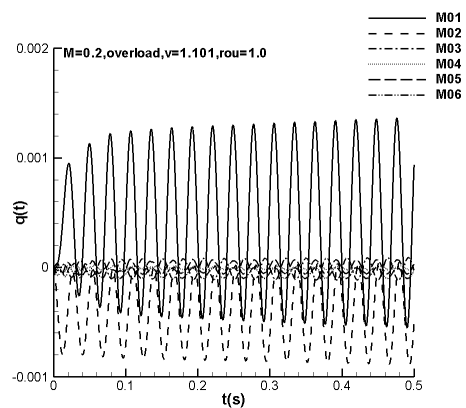
计算时采用变来流速度的方法，验证模型的不可压颤振速度；马赫数 0.9 计算时则采用了变来流密度和变来流速度的两种方法，这样可以用来验证实验结果的精度。相关计算结果如图 3、图 4 和图 5。图 3 为马赫数 0.2，不同来流速度时广义位移随时间的变化曲线以及振动频率随时间变化曲线；图 4 和图 5 为马赫数 0.9，不同来流密度和不同来流速度时广义位移随时间的变化曲线以及振动频率随时间变化曲线。



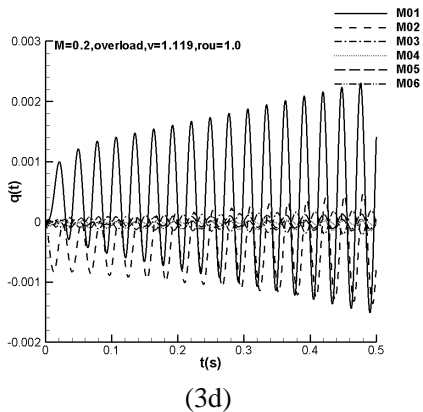
(3a)



(3b)



(3c)

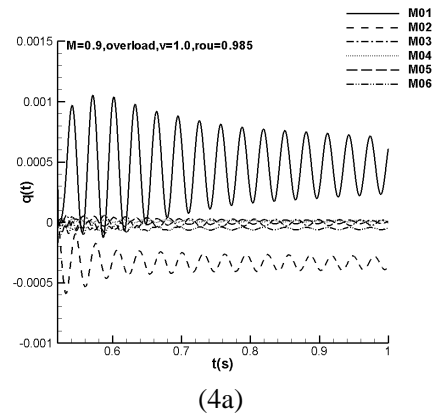


(3d)
图3 马赫数0.2时不同来流速度广义位移
随时间变化曲线

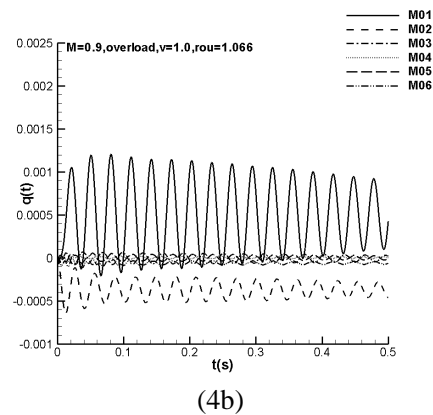
该风洞模型在马赫数为0.2时的计算主要是为了验证本文方法与 NASTRAN 不可压计算的对比,在该部分工作中主要采用变来流速度方法。这里本文假设 NASTRAN 计算出的不可压颤振边界的来流密度和来流速度都作为无量纲基准,都为 1.0,图3中标注的物理量都作了无量纲处理。从图3提供的计算结果可以看出本文所采用的方法和数学建模基本满足颤振计算的精度要求。该计算结果与 NASTRAN 计算仍有一定的差距的原因有三方面,第一可压缩的计算程序并不能完全的模拟不可压流动,流场计算上必然会有一定的区别;第二基于面元法的不可压计算不能考虑三维空间的主翼面和平尾之间的相互干扰效应;第三模型的 $v-g$ 曲线显示该模型的不可压颤振类型是小阻尼缓慢发散型,可能本文流场计算系统阻尼的存在造成零阻尼发散速度的较大偏移。马赫数 0.9 的计算结果与试验结果较好的吻合能从侧面反映本文方法的特点。

对于该模型马赫数等于 0.9 的工况,因为模型质量分布作了超重处理,风洞试验得到了较好的测量结果。首先为了验证程序的精度,本文先根据风洞的参数特性完全仿真风洞试验加压过程,进行变来流密度计算。这里同样为了方便对比试验结果,将相关风洞参数也进行无量纲处理,将风洞得到的颤振边界的来流速度和来流密度都取为 1.0。在数值计算里假设试验过程中风洞的来流马赫数和来流速度都稳定不变,这里马赫数取为 0.9,来流速度取为 1.0,来流密度取了 0.985 到 1.230 之间的不同的 6 个值,计算结果如图 4 所示。因为文章篇幅限制,图 4 中只展示了四个不同来流速度的广义位移随时间变化曲线。从图中可以看出,通过计算得到的颤振振动等幅时的来流密度,与试验值进行对比,误差约

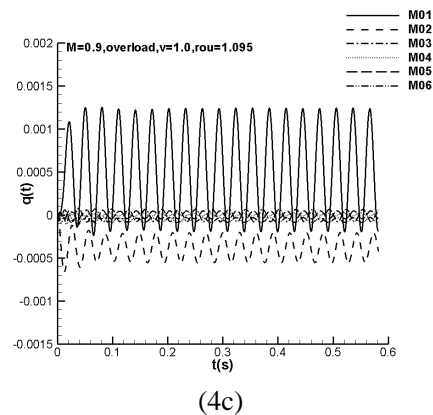
为 9.5%,因为来流速度一致,也即为来流动压误差约为 9.5%,考虑系统误差的情况下,这个结果已经能够很好地满足一般工程设计需求。



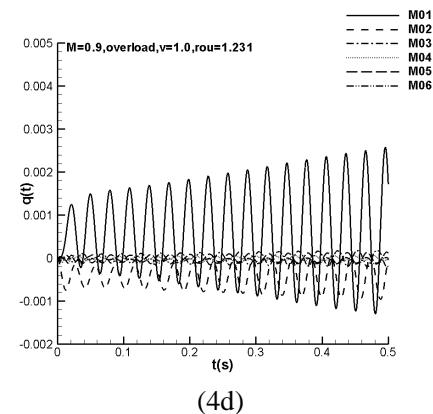
(4a)



(4b)

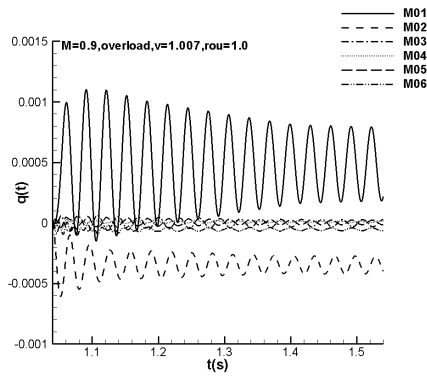


(4c)

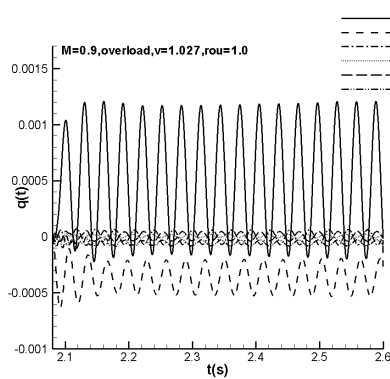


(4d)

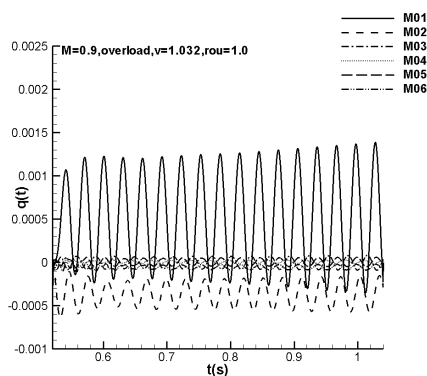
图4 马赫数0.9时不同来流密度广义位移
随时间变化曲线



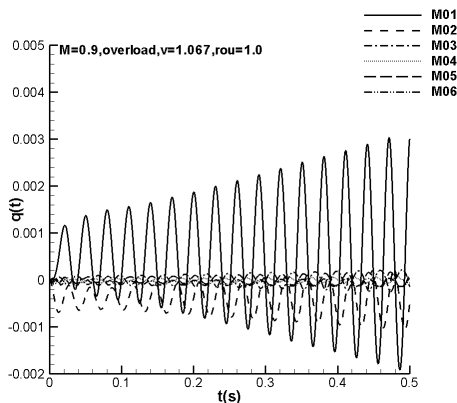
(5a)



(5b)



(5c)



(5d)

图 5 马赫数 0.9 时不同来流速度广义位移
随时间变化曲线

本文为了进一步分析验证变来流速度法的计算精度,根据前面一致的无量纲原则和试验得到的颤振边界参数,给定马赫数 0.9 和来流密度 1.0,通过改变来流速度来求颤振边界速压,得出的计算结果如图 5 所示,从图中可以看出来流速度为 1.027 时颤振振动基本达到等幅状态,该结果与试验得到的颤振速压误差约为 5.4%,要好于变来流密度方法得到的结果。分析认为无论是在颤振实验还是在数值计算中模型空气质量比对颤振边界影响都较为明显,所以变密度法比变来流速度法误差更大。同时本文数值计算中所采用到的变来流速度方法在数学上与传统的变刚度方法完全等效,只是将可调的变化参数做了数学上的转移。

5 结论

从本文的计算可知,本文所发展的计算方法在较低流动速度时,计算结果与 NASTRAN 软件计算出的不可压结果基本一致;当模型处于马赫数 0.9 的跨声速区域时,变来流密度方法的计算与实验的误差在 9.0% 左右,而采用变来流速度方法的计算与实验的误差在 5.4% 左右。数值模拟结果说明,本文所发展的方法在处理复杂外形飞行器跨声速颤振问题时具有较高的数值精度,可以推广运用到工程设计中去。

参考文献

- [1] 梁强,叶正寅,杨永年,采用非定常 N-S 方程的翼型颤振特性分析研究,西北工业大学学报,2001 年 8 月第 19 卷第 3 期, pp. 341-344.
- [2] Alonso, J. J., and Jameson, A., "Fully-Implicit Time-Marching Aeroelastic Solutions," AIAA Paper 94-0056, Jan. 1994.
- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] 郑冠男,杨国伟,三维非结构动网格计算方法研究,

第十三届全国激波与激波管会议论文集, 2008 年, pp. 516-526.

[6] 郑冠男, 杨国伟, 基于混合网格的并行隐式计算方法研究, 第十四届全国计算流体力学会议论文集, 2009 年, pp. 483-489.

[7] E. Carson Yates, "AGARD Standard Aeroelastic Configurations for Dynamic Response I-Wing 445.6," AGARD Report No. 765, July 1988.

[8] 郑冠男, 杨国伟, 钱卫, 基于并行 CFD 方法的颤振特性计算. 第十一届全国气动弹性力学学术交流会论文集, 2009 年, pp. 286-293.

[9] 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.

[10] G. Karypis and V. Kumar. "Multilevel k-way hypergraph partitioning," Technical Report TR 98-036, Department of Computer Science, University of Minnesota, 1998.