

飞行器跨声速气动弹性数值分析¹⁾

杨国伟^{*,2)} 钱 卫[†]

^{*}(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)

[†](中国航空总公司第一集团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, 发展了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. TFI(transfinite interpolation) 方法用于生成随结构变形的自适应多块动网格. 利用所发展的方法, 对一翼-身-尾气动外形, 数值预测了马赫数在 0.3~1.3 范围内的气动颤振边界. 并详细研究了时间步长、子迭代步数、初始流场、耦合方法、疏密网格对颤振计算结果的影响.

关键词 气动弹性, 颤振边界, 耦合算法, 计算流体力学

中图分类号: V211.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2005)06-0769-08

引 言

20 世纪 90 年代以前, 人们主要用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. 因为结构只有在大变形时, 才呈现出非线性特征, 对于飞行器设计而言, 主要关心结构变形的发展趋势, 所以结构线性化假设是合理的. 在小攻角、低马赫数来流情况下, 气动力也可做线性化假设, 但对跨声速流动, 由于强激波的存在, 流场表现为高度非线性, 只有通过求解 Euler 或 Navier-Stokes 方程才能得到正确的非定常气动力, 但求解高度非线性 Euler 或 Navier-Stokes 方程需要强大的计算能力. 近十多年来, 随着高性能计算机、数值计算方法的飞速发展, 用计算流体力学(CFD)方法结合结构运动方程数值模拟飞行器的跨声速气动颤振现象才成为可能^[1~3]. 而空气动力学控制方程可以选为无黏 Euler 或黏性 Navier-Stokes 方程, 因气动颤振研究主要对 0° 或小攻角情况进行, 为提高计算效率, 目前大部分颤振计算仍以 Euler 方程作为流体控制方程^[4,5].

数值模拟定常流场, 即使用时间推进方法求解, 由于只关心稳定收敛解, 人们的注意力主要集中在空间离散格式的精度. 显式改为隐式时间推进只是为了增强稳定性条件, 加速计算收敛速度. 对非定常流场的数值模拟要求获得时间精确解, 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非定常流场计算所必需的. 对于广义结构运动方程, 同样可用高精度的时间推进方法求解. 但无论分别用高精度的时间方法求解流体和结构运动方程, 整个计算的时间精度总是只有一阶. 如何提高整体计算的时间精度和效率, 是气动弹性研究遇到的难题.

将流体力学与结构运动方程都构造为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^[6]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措施用于提高流场计算效率. 该方法的主要缺点是: 为保证每一真实时间步的定常流场计算的适当收敛, 至少需要上百步迭代计算, 其所需计算量仍然很大, 目前还只有用 Euler 方程作为流体控制方程的计算结果发表^[4]. Gordiner 等^[7]将隐式的分解因式推进方法构造成子迭代格式, 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. 本文作者^[3]将 LU-SGS 格式构造为子迭代格式, 结构运动方程用文献^[7]同样的方法离散, 发展

2004-08-10 收到第 1 稿, 2005-06-06 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目(10372106).

2) E-mail: gwyang@imech.ac.cn

了基于多块网格的紧耦合气动弹性计算方法, 求解 Navier-Stokes 方程模拟了一飞机翼-身组合体的颤振和副翼嗡鸣现象.

在气动弹性计算中, 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. 对于简单外形, 每一时间步的计算网格可以用代数方法重新生成. 但对于复杂的气动外形, 要生成高质量的计算网格, 一般只能用计算量大的求解偏微分方程方法生成多块结构网格. 气动弹性计算过程中, 由于计算时间的限制, 在每一时间步, 不可能再用耗时多的网格生成方法重新生成网格, 需要发展多块网格变形方法. 目前, 基于无限插值 (transfinite interpolation TFI) 方法^[8]是被广泛使用的多块网格变形方法.

本文采用变刚度系数方法, 基于作者发展的多块网格隐式紧耦合气动弹性计算方法^[3]数值计算了文献^[9]提供的气动模型的颤振特性. 首先, 详细研究了气动弹性计算诸多影响因素, 如时间步长、子迭代步数、初始流场、耦合方法、疏密网格对计算结果的影响. 其次, 数值预测了马赫数在 0.3~1.3 范围内的颤振边界, 并与文献^[9]的计算结果做了比较.

1 广义结构运动方程求解方法

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

$$M\ddot{q}(t) + D\dot{q}(t) + Kq(t) = F(t) \quad (1)$$

$$w(x, y, z, t) = \sum_{i=1}^N q_i(t) \phi_i(x, y, z) \quad (2)$$

$$F(t) = \frac{1}{2} \rho_{\infty} V_{\infty}^2 \iint \Delta C_p(x, y, t) \phi_i(x, y, z) ds \quad (3)$$

这里 $w(x, y, z, t)$ 表示飞行器表面的结构变形, $q(t)$ 为广义位移矢量. 两者描述了飞行器结构变形的时间历程. M, D, K 分别是结构的广义质量、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 计算或通过实验获得, 它们与流动无关, 只与飞行器的结构和质量分布特性有关. $F(t)$ 是广义气动力矢量, 正是该项将结构与流体力学联系起来. 所以动弹性分析是求解结构、气动耦合的动力学系统. 这允许选择不同的方法计算, 对结构做线性假设, 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常数 Euler 和 Navier-Stokes 方程. 如果结构和空气动力学模型都用线性模型, 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, 但它们都是基于同样的结构运动方程 (1).

求解广义结构运动方程, 令 $S = q(t), \dot{q}(t)$, 可以将二阶常微分方程 (1) 改写为线性方程组的形式

$$\frac{dS}{dt} = P = \begin{bmatrix} 0 \\ F(t)/M \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ K/M & D/M \end{bmatrix} S \quad (4)$$

方程 (4) 可以用经典的四阶 Runge-Kutta 方法求解, 即

$$\left. \begin{aligned} S^{(0)} &= S^{(n)}, \quad S^{(1)} = S^{(0)} + \frac{\Delta t}{2} P^{(0)} \\ S^{(2)} &= S^{(0)} + \frac{\Delta t}{2} P^{(1)}, \quad S^{(3)} = S^{(0)} + \Delta t P^{(2)} \\ S^{(4)} &= S^{(0)} + \frac{\Delta t}{6} (P^{(0)} + 2P^{(1)} + 2P^{(2)} + P^{(3)}) \\ S^{(n+1)} &= S^{(4)} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

方程 (5) 的计算只与 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为一阶.

方程 (4) 如果构造成子迭代格式

$$\left. \begin{aligned} \begin{bmatrix} 1 & -\phi^i \Delta t \\ \phi^i \Delta t K/M & 1 + \phi^i \Delta t D/M \end{bmatrix} \Delta S &= \\ -\phi^i \{ (1 + \phi) S^p - (1 + 2\phi) S^n + \\ \phi S^{(n-1)} + \Delta t P^p \} & \\ \Delta S = S^{(p+1)} - S^{(p)}, \quad \phi^i = 1/(1 + \phi) & \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

当 $\phi = 0.5, p \rightarrow \infty$ 时, 方程 (6) 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, 同时进行流场与结构方程计算, 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表示为

$$\partial_t Q + \partial_\xi E + \partial_\eta F + \partial_\zeta G = S_{GCL} \quad (7)$$

其中 S_{GCL} 是由于网格变形引起的几何守恒项。在文献 [3] 中作者构造了如下的包含子迭代的 LU-SGS 时间推进格式

$$\begin{aligned} LD^{-1}U\Delta Q = & -\phi^i [(1+\phi)Q^p - (1+2\phi)Q^n + \\ & \phi Q^{n-1} - \Delta t S_{GCL}^p + \Delta t (\delta_\xi E^p + \delta_\eta F^p + \delta_\zeta G^p)] \end{aligned} \quad (8)$$

与标准的 LU-SGS 不同的是在 L, D, U 表达式中包含了变量 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 (6) 和 (8), 得到气动弹性计算的紧耦合计算格式。这里, 方程 (8) 中的无黏项用改进的 HLLEW 格式离散 [10]。改进的 HLLEW 格式在等熵流动区域, 格式自动恢复到迎风差分通量分裂 Roe 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 Roe 格式模拟激波流动时可能产生的非物理振荡现象, 也可克服 HLLEW 格式在连续流动区域格式黏性太强的缺点。从而提高流场整体计算精度。

Alonso 和 Jameson [6] 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、残值光滑、多重网格等用于加速定常计算的收敛速度。作者发展的基于 LU-SGS 的含子迭代的隐式格式, 使用统一时间步长计算, 因此上面给出的公式都是基于统一时间步长推导的。

3 网格变形方法

尽管作者已发展了基于多块网格的紧耦合 Navier-Stokes 颤振分析程序。为了与文献 [9] 的 Euler 气动弹性计算结果进行比较。本文仍用 Euler 方法计算了该文献提供的算例, 并直接使用该文献作

者提供的多块网格计算。气动外形为一翼 - 身 - 尾飞机外形 (机身做了简化处理), 见图 1。计算网格为 H-型多块网格。以飞机的机身、机翼、尾翼的上下表面为分界面生成两块 H-型网格, 在分界面, 没有物面的网格部分作内边界处理。

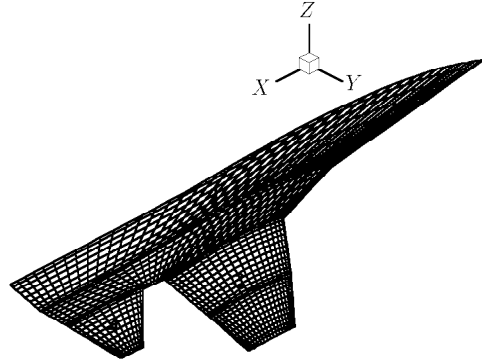


图 1 简化外形表面网格

Fig.1 Surface grid

在每一计算时间步, 由于结构变形, 需要重新生成网格。本文使用了一种基于无限插值 (TFI 方法) 的动网格生成技术 [8]。具体思想是将远场网格边界保持不动, 即远场边界网格的变形量设置为零, 物面的结构变形量由结构运动方程 (1) 计算, 用一维、二维、三维 TFI 方法将物面的结构变形量插到内网格, 插值得到的内网格变形量附加到原网格生成下一时间步的计算网格。这种动网格方法对中等结构变形, 基本能保证变形后的网格具有与原网格一样的网格质量, 且整个方法只要用到代数运算, 提高计算效率。

4 计算结果分析

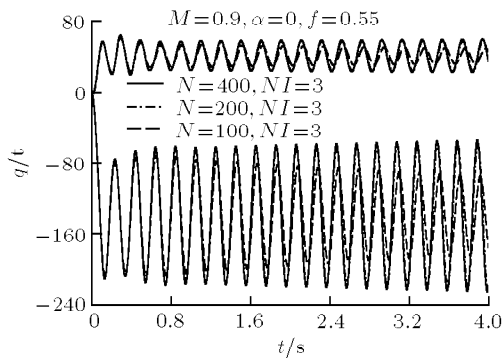
在文献 [3] 中, 作者研究过考虑机翼部分结构变形的复杂外形气动弹性问题, 而下面计算的结构模型中不但要考虑机翼的结构变形, 同时还要考虑机身和全动平尾的结构变形, 颤振计算和动网格生成更加复杂。另外, 气动弹性计算主要通过改变动压确定颤振边界。下面的计算则采用变刚度系数的方法来确定颤振边界值。作者在以前的颤振计算中子迭代数取 3 步以上就能得到一致的结果, 而本文计算的算例子迭代步数至少在 20 步以上才能保证计算结果的一致性。本文使用的方法通过与实验比较, 已在文献 [3,11] 中对气弹标模进行了详细的验算, 在此不再给出计算与实验对比验证结果。

本文对图 1 给出飞机简化外形进行颤振特性分析。计算只考虑前 7 阶模态, 即机翼一阶弯曲模态、

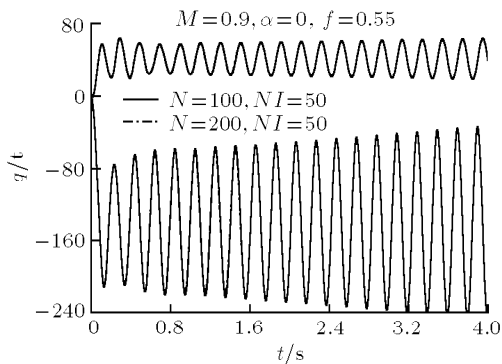
机身一阶弯曲模态、平尾一阶弯曲模态、机翼一阶扭转模态、机身二阶弯曲模态、机翼二阶弯曲模态、机身二阶扭转模态. 其广义质量、正则化模态数据和振动频率由商用 NASTRAN 结构有限元软件包计算.

4.1 时间步长大小的影响

计算来流马赫数 $M = 0.9$, 攻角 $\alpha = 0^\circ$, 变刚度系数设为 $f = 0.55$. NASTRAN 软件计算提供的结构模态频率乘以 \sqrt{f} 得到相应的变刚度后的结构模态频率. 给定以平均结构模态频率计算一个周期所用步数 N , 即可确定计算时间步长 $\Delta t = 2\pi/(\bar{\omega}N)$. 一个周期所用的计算步数越多, 计算时间步长越小. 此外, 计算结果的精度还与子迭代步数直接相关, 子迭代步数越多, 每一真实时间步计算的流场越精确. 图 2(a) 给出子迭代步数 $NI = 3$, 一个周期计算为 100, 200, 400 步的广义结构位移时间变化历程. $N = 100$ 时, 结构变形的振幅随时间变化收敛, $N = 200$ 和 $N = 400$ 的计算结果基本一致, 说明子迭代步数较少时, 只有减小计算步长才能得到正确的计算结果. 图 2(b) 给出子迭代步数为 $NI = 50$, $N = 100$ 和



(a)



(b)

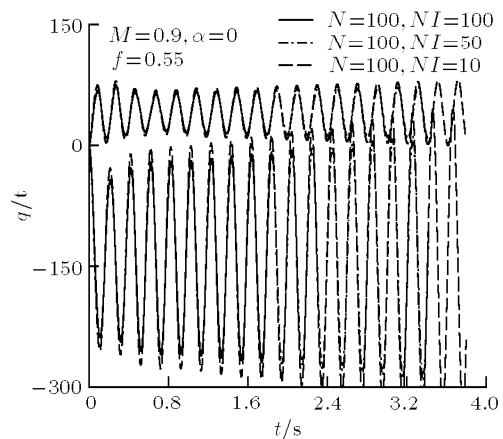
图 2 计算时间步长的影响

Fig.2 Effects of time-step sizes

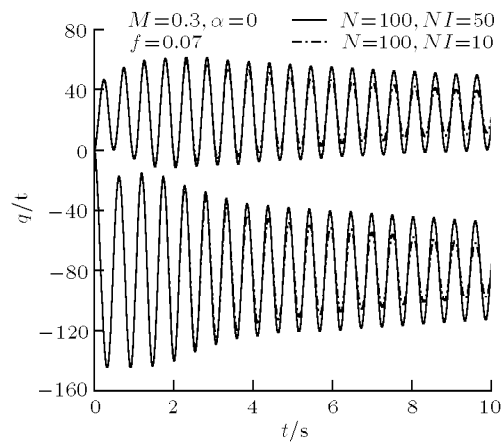
$N = 200$ 的结果, 两者完全重合. 说明当子迭代步数较多时, 即使取较大的时间步长, 也能得到一致的计算结果.

4.2 子迭代步数的影响

为保证整体计算时间精度达到二阶, 将流体与结构方程都构造为子迭代形式. 用子迭代将流体与结构方程联系起来, 从而构成紧耦合格式. 计算中可以在子迭代计算中设置残差判据, 即在每一真实时间步, 当子迭代残差小于设置残差时, 再进行下一步计算. 这种方法的主要缺点是: 有时要满足设置的残差要求, 每一真实时间步的所用子迭代步数太多或难于收敛, 不便于控制, 所以一般采用给定子迭代步数计算. 图 3 给出马赫数 M 为 0.9, 0.3 时, 时间步长固定 (取 $N = 100$), 子迭代步数取不同值的广义结构位移时间历程. 对 $M = 0.9$, 子迭代取



(a)



(b)

图 3 子迭代步数的影响

Fig.3 Effects of subiteration number

50,100 时, 两者的计算结果一致. 子迭代为 10 步时, 其振动曲线的振幅增大. $M = 0.3$ 的情况刚好相反, 子迭代步数增加, 其振动的振幅增大. 所以, 时间步长取较大值时, 只有增加子迭代步数, 才能得到相对准确的结果.

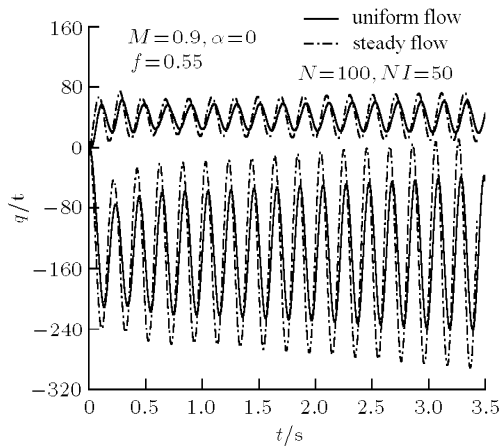
4.3 初始流场的影响

非定常流场计算应该以相应的定常流场作为初始流场, 但文献 [9] 的计算以均匀流场为初场. 理论上讲, 如果子迭代步足够多, 两者的计算结果没有区别. 图 4 给出子迭代步数为 50 ($M = 0.9$) 和 30 ($M = 0.7$) 的定常流场和均匀流场对计算结果的影响. 对 $M = 0.9$ 时, 定常流场为初场的结构变形的振幅比均匀场的要大, 但振幅增长率基本一样. $M = 0.7$ 时, 即使取较小的子迭代步数, 两者的计

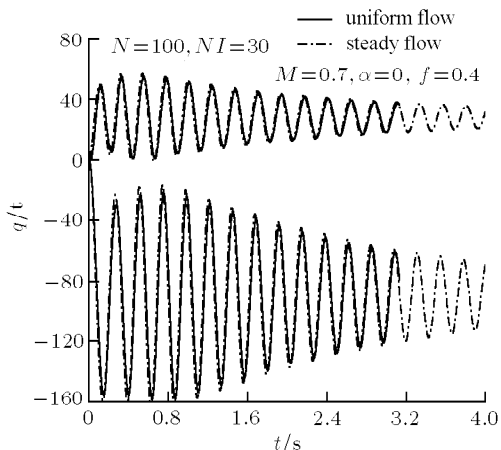
算结果基本一致. 说明跨声速计算对初始流场比较敏感.

4.4 耦合方法的影响

目前大部分颤振计算采用松散耦合计算方法, 即先求解流体控制方程再计算结构运动方程, 总的时间精度只有一阶. 本文的气动力计算采用子迭代 LU-SGS 的格式, 而结构运动方程分别采用标准的 4 步 Runge-Kutta 方法和含内迭代的格式计算. Runge-Kutta 方法不含子迭代, 只能与流场计算松散耦合求解, 在每一真实时间步, 流场计算完成后再调用 Runge-Kutta 方法计算结构变形. 含内迭代的结构计算方法在每一步子迭代中与流场计算同时求解, 提高了整体计算的时间精度. 图 5 给出紧耦合与松散耦合方法对计算结果的影响. 对 $M = 0.9$, 紧耦合与松耦合计算的一阶模态广义位移时间变化历程的



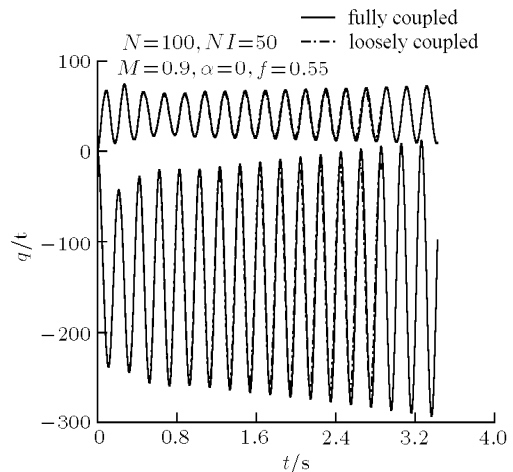
(a)



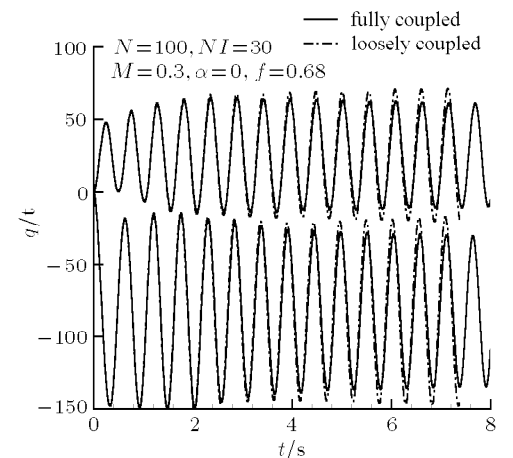
(b)

图 4 初始流场的影响

Fig.4 Effects of initial flowfields



(a)



(b)

图 5 耦合方法的影响

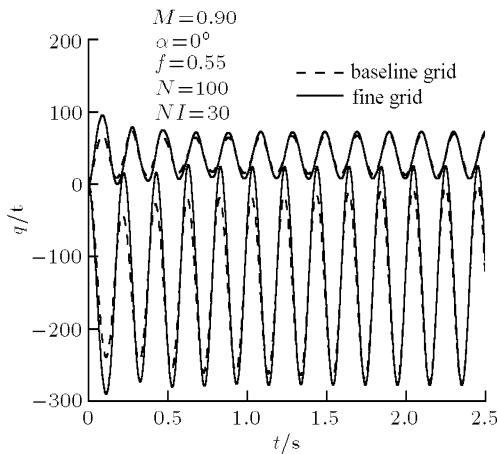
Fig.5 Effects of coupling algorithms

幅值完全不一致, 这可以解释为松散耦合方法时间精度不够所致. 我们知道颤振边界主要由一阶模态时间变化历程所确定, 由此说明紧耦合方法的确能提高颤振边界的预测精度. 对亚声速 $M = 0.3$, 相对跨声速情况而言, 结构变形的差别相对较小, 但也能明显看出其差别. 根据松散与紧耦合方法计算的广义位移时间历程变化趋势, 对跨声速流动, 松散耦合方法预测的颤振边界比紧耦合方法预测的要低, 而对亚声速流动, 松散耦合方法预测的颤振边界比紧耦合方法预测的要高. 从计算效率方面来看, 紧耦合方法在每一步子迭代计算流场时要调用含子迭代隐式方法求解结构运动方程的子程序, 而松散耦合方法在子迭代流场计算完成后才调用显式 Runge-Kutta 方法求解结构运动方程的子程序. 但由于广义结构运动方程是常微分方程组, 与流场计算程序相比, 其所用的计算时间很少, 所以紧耦合方法的计算效率只略低于松散耦合方法的计算效率.

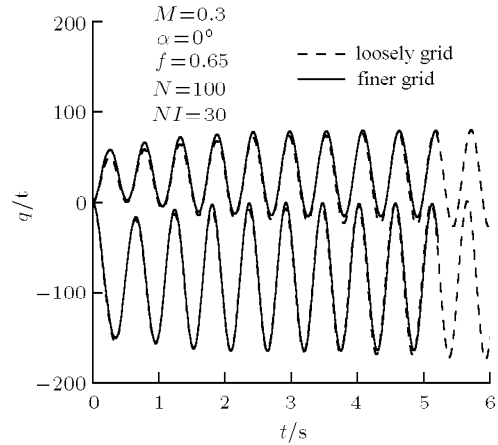
4.5 网格密度对计算结果的影响

数值结果要具有可信度, 需要对计算进行网格无关性研究. 本文以基本网格为基础, 在其 3 个网格方向上的每两层网格中间加一层网格得到密网格, 密网格的单元数变为原网格的 8 倍, 计算所需时间也约为基本网格计算时间的 8 倍, 计算量大大增加. 图 6 给出两种网格的计算结果比较. 对 $M = 0.9$ 和 0.3 , 密网格计算的广义结构变形的振幅增长率与基本网格大致相同. 考虑到计算效率, 下面的计算都对基本网格进行计算.

比较上面的计算结果表明: 对不同的马赫数, 相对亚声速颤振计算, 跨声速颤振计算对时间步长、子迭代步数、耦合方法、网格密度变化更加敏感. 改



(a)



(b)

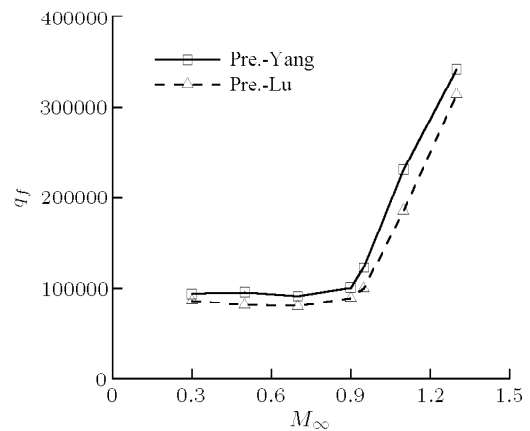
图 6 网格数的影响

Fig.6 Effects of grid number

变影响参数时, 亚声速与跨声速的颤振结果朝相反方向变化, 反映其引起颤振的机理不同.

4.6 颤振边界预测

时间步长由一个平均振动周期计算 $N = 100$ 步确定, 子迭代步数取为 $NI = 30$. 对每个来流马赫数, 试探性的取不同的变刚度系数, 通过比较广义结构位移随时间的增长率来确定颤振边界点. 计算时, 给定来流马赫数, 速压保持不变. 通过改变飞机刚度系数, 确定飞机发生颤振时的飞机变刚度系数 f 和对应的振动频率. 颤振边界值随马赫数变化曲线见图 7. 本文的计算与文献 [9] 的计算结果趋势基本一致, 但数值大小上有一定的差别. 通过上面的研究知道颤振边界预测的影响因素很多, 两者计算的不一致可能是由于两者的计算方法和诸多影响



(a)

图 7 颤振边界随马赫数变化曲线

Fig.7 Flutter boundaries

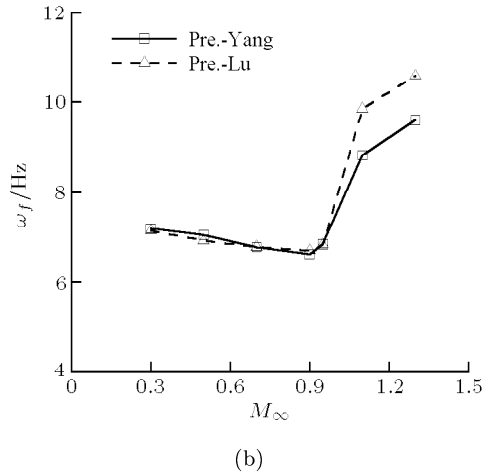


图 7 颤振边界随马赫数变化曲线 (续)
Fig.7 Flutter boundaries (continued)

因素设置不同引起的. 其中在低超声速区差别较大. 文献 [7] 对一标准气动弹性机翼进行计算, 用中心格式和 TVD 格式计算, 发现对低超声速马赫数, 不同方法预测的颤振边界亦有较大的差别. 主要原因可能是由于这时有较强激波存在, 不同方法捕捉的非定常激波位置变化不尽相同所致.

5 结 论

本文基于多块网格的紧耦合气动弹性分析程序和无限插值动网格生成技术. 数值预测了一飞机翼-身-尾简化外形的气动颤振边界. 由于流体/结构颤振计算受诸多因素的影响. 本文首先研究了时间步长、内迭代步数、初始流场、耦合方法、网格密度对颤振计算的影响. 最后, 模拟了马赫数在 0.3~1.3 范围内的颤振边界. 计算结果表明: (1) 计算时间步长和内迭代步数应相互匹配. 考虑到计算效率, 取较大的计算时间步长和增加内迭代步数或取较小的时间步长同时减少子迭代步数, 都能得到一致的计算结果. 但对气动弹性计算, 取较大时间

步长和增加子迭代步数的方法更为有效. (2) 比较亚声速流动, 跨声速颤振计算对初始流场、耦合方法、网格密度较敏感.

参 考 文 献

- 1 Guruswamy GP. Vortical flow computations on swept flexible wings using Navier-Stokes equations. *AIAA Journal*, 1990, 28(12): 2077~2084
- 2 Lee-Rausch EM, Batina JT. Wing flutter computations using an aeroelastic model based on the Navier-Stokes equations. *Journal of Aircraft*, 1996, 33(6): 710~715
- 3 Yang G, Shigeru S, Nakamichi J. Aileron buzz simulation using an implicit multiblock aeroelastic solver. *Journal of Aircraft*, 2003, 40(3): 580~589
- 4 Liu F, Cai J, Zhu Y, et al. Calculation of wing flutter by a coupled fluid-structure method. *Journal of Aircraft*, 2001, 38(2): 334~342
- 5 Goura GSL, Bascock KJ, Woodgate MA, et al. Implicit method for the time marching analysis of flutter. *Aeronautical Journal*, 2001, 105(4): 199~214
- 6 Alonso JJ, Jameson A. Fully-implicit time-marching aeroelastic solutions. AIAA Paper 94-0056, 1994
- 7 Gordiner RE, Melville RB. Transonic flutter simulation using an implicit aeroelastic solver. *Journal of Aircraft*, 2000, 37(5): 872~879
- 8 Wong ASF, Tsai HM, Cai J, et al. Unsteady flow calculations with a multi-block moving mesh algorithm. AIAA Paper 2000-1002, 2000
- 9 陆志良, 郭同庆, 管德. 可压流中飞机颤振计算方法. 见: 第 8 届全国空气弹性学术交流会论文集, 2003 年 8 月 14-17, 鞍山. 16~24 (Lu Zhiliang, Guo Tongqing, Guan De. Computational Method of Aircraft Flutter in Compressible Flow. In: The Proceedings of 8th Chinese Aeroelasticity Conference, Aug. 14-17, 2003, Anshan. 16~24 (in Chinese))
- 10 Obayashi S, Guruswamy GP. Convergence acceleration of a Navier-Stokes solver for efficient static aeolastic computations. *AIAA Journal*, 1995, 33(6): 1134~1141
- 11 Yang Guowei, Obayashi Shigeru. Transonic aeroelastic calculation with full implicit subiteration and deforming grid approach. In: Aeronautical Numerical Simulation Technology Symposium 2001, Tokyo, June, 2001

NUMERICAL ANALYSES OF TRANSONIC FLUTTER ON AN AIRCRAFT¹⁾Yang Guowei^{*,2)} Qian Wei[†]**(LHD of Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)**†(Shengyang Aircraft Research Institute, China Aviation Industry Corporation I, Shengyang 110000, China)*

Abstract In the paper, a fully-coupled numerical method has been developed by the subiteration discretizations of fluid and structure governing equations for transonic flutter analyses. The modified HLLEW (Harten-Lax-van Leer-Einfeldt-Wada)scheme is used for the solution of fluid equations. TFI (transfinite interpolation) technique is applied for the adaptive grid deformation. For a wing-body-stabilizer aerodynamic configuration, flutter boundaries were predicted by the developed solver in the range of Mach number from 0.3 to 1.3. Effects of various factors for the prediction of flutter boundaries, such as time-step size, subiteration number, initial flowfield, coupling algorithm, grid dependence were emphatically investigated.

Key words aeroelasticity, flutter boundary, coupled algorithm, CFD

Received 10 August 2004, revised 6 June 2005.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (10372106).

2) E-mail: gwyang@imech.ac.cn