

文章编号: 1000-8055(2006)06-1027-06

有限长壁面处理对叶片气动弹性稳定性的影响

杨自丰, 王晓宇, 孙晓峰

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100083)

摘 要: 应用壁面处理控制叶片颤振与其他方法相比有其特殊优势, 但由于加入软壁面特别是有限长的壁面处理, 给求解方法带来很多困难。本文提出一种新的模型, 采用一种新方法——传递单元法, 从而有效避免了界面匹配和特征值求解中引起的各种困难问题, 并且通过该模型可以探讨研究者们更为关心的有限长壁面处理对叶片颤振特性的影响。数值计算结果表明, 有限长壁面处理阻抗值的大小对气动弹性稳定性有显著影响。因此, 本文提出的模型为实现应用壁面处理控制叶片颤振, 进一步丰富了其理论依据。

关 键 词: 航空、航天推进系统; 叶片颤振; 气动弹性稳定性; 壁面处理; 传递单元法

中图分类号: V 211

文献标识码: A

Effect of finite-length casing treatment on cascade aero-elastic stability

YANG Zi feng, WANG Xiao yu, SUN Xiao feng

(School of Jet Propulsion,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: The application of casing treatment to the control of blade flutter may have advantages particularly compared with the existing methods of suppressing blade flutter. In the present paper, a novel method, which is called transfer element method, has been proposed to establish an aero-elastic model, which considers the effect of finite-length casing treatment on the blade flutter inception. The present model avoids the difficulty of solving eigenvalue due to impedance wall condition effectively. In particular, the numerical results show that the value of impedance of lining wall has a marked effect on the aero-elastic stability. The possibility of using finite-length casing treatment to suppress the blade flutter has been concluded.

Key words: aerospace propulsion system; flutter; aero-elastic stability; casing treatment; transfer element method

有关叶轮机气动弹性稳定性主动控制的意义目前已经可以充分显示。一方面, 由于喘振、旋转失速与叶片颤振有非常密切的关系; 另一方面, 从现实的角度看, 目前抑制叶片颤振多是采用增加叶片厚度以提高其刚性或采用减振凸台的办法,

这些措施基本上是以牺牲叶轮机效率或提高叶片重量为代价的。正因如此, 探讨叶片颤振的主动控制方法现在已引起了研究人员的足够兴趣。现在对叶片颤振主动控制的研究工作所采用的方法大体为三种: 1. 采用压电材料影响叶片模态振型

收稿日期: 2005-11-28; 修订日期: 2006-03-07

作者简介: 杨自丰(1981-), 男, 辽宁铁岭人, 北京航空航天大学流体与声学工程实验室硕士研究生, 主要从事气动弹性稳定性理论和实验研究

实现其主动控制; 2. 利用喇叭作为执行机构外加声扰动实现其主动控制; 3. 壁面声处理。三种方案相比较, 我们认为壁面处理更易于实现, 而且对气动性能影响小, 可谓四两搏千斤。通过壁面声处理对叶片进行主动控制最早由 Sun^[1] 提出。这种思想源于 1984 年由 Watanabe 和 Kaji^[2] 以及 Namba^[3] 分别提出用软壁面边界控制叶片颤振的理论探讨。为了实现这种方案, Watanabe & Kaji 用三维半激盘法研究了软壁面对叶片所起气动阻尼作用可以控制叶片颤振的发作。而 Namba 把软壁面视作等效分布面源, 这种方法是在 1982 年由 Namba & Fukushima^[4] 发展的, 即将软壁面当作分布有未知源强度的单极子声源, 并通过精心设计的方法获得源强度的大小, 然后通过求解硬壁条件下的三维线化欧拉方程来研究壁面处理的影响。2002 年 Sun & Kaji^[5] 提出一种基于广义格林函数理论和双傅立叶变换技术的新的升力面模型, 在这种方法中他们发现改变壁面阻抗条件可以改变系统特征值, Sun^[6] 进一步的工作在理论上证实在超音条件下壁面处理对气动弹性稳定性的影响。

他们的工作都显示软壁面条件确实可以影响叶片的颤振特性, 然而这些方法都存在一定的缺点。Watanabe & Kaji 的三维半激盘模型过于简化, Namba 应用等效分布源法的工作是在无限长平板假设下得到的, 且所设计的分布源计算方法需要处理复杂的奇异性问题, 因而这项工作并未得到重视, 而 Sun & Kaji 的方法同样是在无限长平板假设下进行的, 而且需要花费大量时间求解阻抗壁面条件下的特征值问题^[7]。尽管已有的工作已经证明在无限长管道中全面铺设处理壁面可以改变叶片的气动弹性稳定性, 但在实际管道中, 特别是航空发动机管道中所用的壁面处理只能是有限长, 所以有限长壁面处理段对气动弹性的影响一直是人们所关心的问题, 也正是本文所要探讨的问题。由于王^[7] 发展了等效分布源法, 即通过一种波数展开法有效避免了处理分布源计算所遇到的奇异性问题, 从而为我们展现了应用该方法的新前景。应用传递单元法的思想^[8] 把有限长壁面处理或声衬段通过等价分布源法处理为一个单元, 并把硬壁条件下应用升力面模型得到的叶片段处理为一个单元, 通过分界面扰动压力和速度条件的匹配, 如图 1 所示, 使压力波动与叶片振动在轴向耦合起来, 从而研究壁面处理对叶片气动弹性稳定性的影响, 该方法被称为传递单元法。通过应用该方法研究有限长软壁面对叶片颤振的影响, 我们发现改变壁面阻

抗值可以改变叶片的升力系数和力矩系数, 从而影响叶片排的气动弹性稳定性。这些探讨展示了这种壁面处理可能的应用前景。

1 基本方程

1.1 模型假设

本文所研究的对象是壁面声处理对叶片颤振起始阶段的影响, 因此流动的基本方程可以被线化, 具体可以做出如下假设: 三维系统, 同时叶片之间的流动假设均匀, 轮毂和机匣均为硬壁; 假设叶片为无厚度的平板; 气流入射角为零, 气流流过叶栅没有反射同时不会带来稳定载荷; 所有扰动量相对流动平均量都很小, 因此可以对欧拉方程线化求解; 叶片尾缘满足库塔条件, 尾缘不稳定载荷有限; 满足亚音流条件。

1.2 基本方程

根据格林函数理论^[5], 管道中声压表示为:

$$p(\bar{x}, t) = \int_{-T}^T d\tau \int_{A_{db}} (-p \frac{\partial G}{\partial n}) dS(\bar{y}) \quad (1)$$

其中 A_{db} 是叶片一周包括上表面和下表面, n 为叶片表面外法向。其中格林函数为:

$$G = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\cos k_q \zeta \cos k_q \zeta_0 \cos(k_q h)}{-bk_q \sin(k_q h)} - \frac{1}{bk_q} \begin{cases} \cos k_q \zeta_0 \sin k_q \zeta, & \zeta_0 \leq \bar{\zeta} \\ \cos k_q \zeta \sin k_q \zeta_0, & \zeta \leq \zeta_0 \end{cases} \right] \times e^{i\omega(\tau-t) + i(\alpha + k_b M_r)(\bar{\zeta}_0 - \bar{\zeta}) + i\beta(\eta_0 - \eta)} d\alpha d\beta d\omega \quad (2)$$

令

$$\Delta p(\bar{\zeta}_0, \zeta_0, \tau) = p^-(\bar{\zeta}_0, \zeta_0, \tau) - p^+(\bar{\zeta}_0, \zeta_0, \tau) \quad (3)$$

其中 Δp 是叶片下表面与上表面的压力差。应用留数定理积分, 可得压力幅值 $\bar{p}$ 的表达式:

$$\bar{p} = \frac{-\beta_r}{4\pi b^2 h} \int_{A_b} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta \bar{p}(\bar{\zeta}_0, \zeta_0) \sum_{q=1}^{\infty} \left[\frac{\cos k_q \zeta \cos k_q \zeta_0}{\Lambda_0} \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \text{sgn}(\eta_m) e^{im\Omega - i(\alpha + k_b M_r)(\bar{\zeta}_0 - \bar{\zeta}) + i\beta(\eta_0 - \eta)} \times e^{-i\sqrt{\frac{b^2}{h^2} - \alpha^2 - k_q^2}|\eta - m h_2 \frac{\beta_r}{h}|} \right] d\alpha d\beta dS \quad (4)$$

结合欧拉动量方程, 可以得到上洗流积分方程为:

$$\frac{v_s(\bar{\zeta}_0, \zeta_0)}{U_r} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_s(\bar{\zeta}_0, \zeta_0) K_{s1}(\bar{\zeta} - \bar{\zeta}_0, \zeta - \zeta_0) d\bar{\zeta} d\zeta_0 \quad (5)$$

其中 $f(\bar{\zeta}_0, \zeta_0) = \frac{\Delta \bar{p}(\bar{\zeta}_0, \zeta_0)}{\rho U_r^2} \quad (6)$

$$K_{s1}(\bar{\zeta} - \bar{\zeta}_0, \zeta - \zeta_0) = \frac{i\beta_r}{4\pi}$$

表 1 升力系数和力矩系数
Table 1 Lift and moment coefficients

k_z	叶片弯曲		叶片扭转	
	C_{Fa}	C_{Ma}	C_{Fa}	C_{Ma}
1. 0	- 0. 7191+ i0. 0672	0. 1509- i0. 1045	- 0. 8236- i0. 0840	0. 1824- i0. 1483
	- 0. 7190+ i0. 0670	0. 1511- i0. 1045	- 0. 8235- i0. 0838	0. 1825- i0. 1482
	- 0. 7190+ i0. 0670	0. 1511- i0. 1045	- 0. 8235- i0. 0838	0. 1825- i0. 1482
1. 2	- 0. 7502+ i0. 0960	0. 1328- i0. 1288	- 0. 9048- i0. 0634	0. 1734- i0. 1934
	- 0. 7500+ i0. 0957	0. 1329- i0. 1287	- 0. 9044- i0. 0636	0. 1735- i0. 1932
	- 0. 7500+ i0. 0957	0. 1329- i0. 1287	- 0. 9044- i0. 0636	0. 1735- i0. 1932
1. 4	- 0. 3473+ i0. 4620	- 0. 269- i0. 1198	- 0. 5147- i0. 4997	- 0. 0257- i0. 2328
	- 0. 3474+ i0. 4618	- 0. 0266- i0. 1199	- 0. 5149- i0. 4992	- 0. 0253- i0. 2327
	- 0. 3474+ i0. 4618	- 0. 0266- i0. 1199	- 0. 5151- 0. 4992	- 0. 0253- i0. 2327

注: 第一行结果来自参考文献[9] Smith 的结果, 对应简化的频率 k_z , 第二行为文献[5]Sun 的结果, 第三行为本文结果。 $\theta=0, \alpha=\pi, M_r=0.5$ 展弦比= 3. 8

其中, n 为周向模态数, μ 为径向模态数, $A_{n\mu}, B_{n\mu}$ 为待求系数。反射波坐标如图 1 所示, 为了方便与其他单元联合求解, 如图 2 所示将坐标变换为 x', y', z' , 那么:

$$\begin{cases} \xi = \frac{x' \cos \theta + y' \sin \theta}{b} \\ \eta = \frac{\beta(y' \cos \theta - x' \sin \theta)}{b} \\ \zeta = \frac{z' \beta_r}{b} \end{cases} \quad (23)$$

为了求反射波引起的叶片表面的质点振动速度, 通过欧拉动量方程可得:

$$v'_{im}(\xi, \eta, \zeta) = - \frac{\beta_r}{\rho U_r} e^{-i \frac{k_z \beta^2}{M_r} \xi} \int_{-\infty}^{\xi} \frac{\partial p'_{in}}{\partial \eta} e^{i \frac{k_z \beta^2}{M_r} \zeta} d\xi \quad (24)$$

由于叶片表面上的声质点速度相对叶片应该为零, 所以此速度亦为叶片振动速度。再次利用上洗流积分方程(5)和压力波方程(18)就可以得到与声压系数 $A_{n\mu}, B_{n\mu}$ 相关次级散射波。

1. 4 界面匹配条件

如图 1 中所示, 结合已有的声衬单元和叶片单元, 各界面都必须按周向模态匹配满足压力连续和轴向扰动速度连续条件, 从而建立方程组对声压系数进行求解。

2 计算示例

2. 1 验证算例

为了验证模型的准确性, 首先计算硬壁情况下的叶片升力系数和力矩系数。当模型中阻抗值为无穷大时即为硬壁条件, 表 1 给出本文气动弹

性模型的计算结果与 Smith^[9] 和 Sun^[5] 在相同参数下计算结果的对比, 结果吻合很好。

2. 2 壁面处理研究算例

算例 1: 图 3 和图 4 分别是叶片升力系数和力矩系数做为叶片间相角的函数曲线, 声衬长度 $l=14.4, k_z=0.05, \theta=35^\circ, \text{space/chord}=3.8, M_r=0.5$, 其中图(a)表示实部的曲线, 图(b)表示虚部的曲线。可以看出壁面阻抗值的改变对升力系数和力矩系数产生显著影响。众所周知, 叶片颤振的发生与否将取决于力矩系数的虚部 M_{Ma} , 如果 $C_{Ma} < 0$ 则系统稳定, 否则不稳定。因此在计算中我们通过调整阻抗值来调整力矩系数。图 4 显示了不同阻抗条件下叶片间相角对气动弹性稳定性的影响。特别注意到硬壁条件下叶片间相角在 $\pi/12$ 到 $\pi/3$ 范围内处于不稳定状态, 通过调节壁面阻抗值到 (1. 0, - 2. 646) 时, 图中软壁 1 所对应的曲线完全下降到零线以下, 也就是说叶片在所有叶片间相角下都处于稳定状态。而软壁 2 却使叶片的不稳定范围拓宽, 不仅在某些叶片间相角下变得更加不稳定, 而且在某些叶片间相角下如 $1/18\pi$ 和 2π 附近使原来处于稳定状态的叶片变得不稳定。

算例 2: 图 3(b) 中可以看到在硬壁条件下, 叶片间相角 $\alpha=1.05$ 处有最大力矩系数虚部, 达到 0. 017 左右, 如果固定壁面阻抗的绝对值分别为 $|B_1|=1.0$ 和 $|B_1|=2.0$, 我们仍然可以通过调节阻抗幅角使得叶片从不稳定状态进入稳定状态。如图 5 所示, 在软壁 1 条件下, 当幅角在 - 1. 1 到 - 0. 8 范围内, 叶片处于稳定状态; 在软壁 2 条件下, 当幅角在 - 1. 1 到 - 0. 37 范围内, 叶片处于稳定状态。

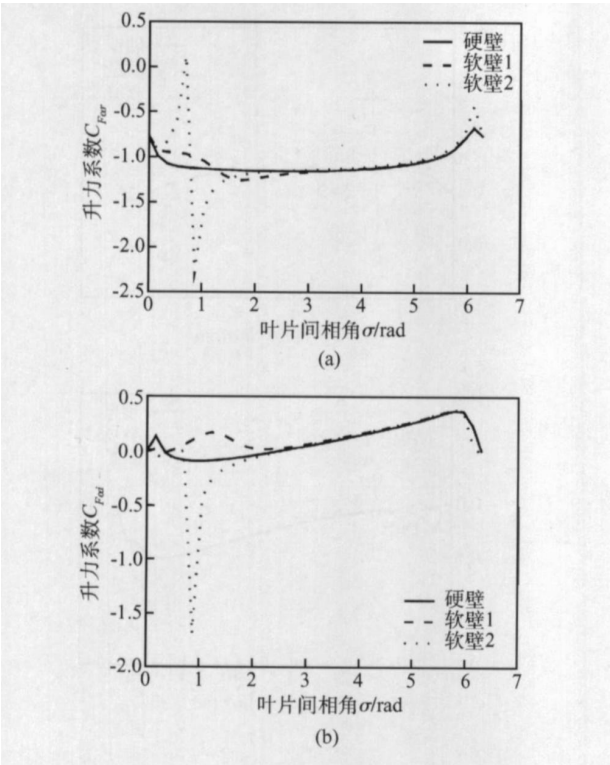


图3 不同的阻抗条件下叶片扭转运动升力系数随叶片间相角变化规律
硬壁, 软壁1, 阻抗 $\beta_a = (1.0, -2.646)$;
软壁2, 阻抗 $\beta_a = (0.0, -3.834)$

Fig.3 Effect of interblade phase angle on the lift coefficient under various wall admittances:
hard wall, soft wall 1, $\beta_a = (1.0, -2.646)$;
soft wall 2, $\beta_a = (0.0, -3.834)$.

算例3: 图6和图7是改变波长后得到的升力系数和力矩系数做为叶片间相角的函数曲线, 声衬长度 $l = 14.4$, $k_z = 0.1$, $\theta = 35^\circ$, $space/chord = 3.8$, $M_r = 0.5$, 其中图(a)表示实部的曲线, 图(b)表示虚部的曲线。从图7(b)中可以看到在硬壁条件下, 叶片在整个叶片间相角区间内都处于稳定状态。在软壁1条件下, 在整个叶片间相角区间内仍然处于稳定状态, 而且在 -1.1 到 3.0 区间内稳定性得到增强; 在软壁2条件下, 注意到在 $\sigma = \pi/2$ 附近, 力矩系数虚部最高达到 0.13 , 进入不稳定状态。

3 结论

(1) 本文通过应用传递单元法与非定常叶片力计算的方法相结合, 发展了包含壁面声处理的叶片气动弹性新的模型, 通过模型可以探讨壁面条件改变对叶片起始颤振的影响。在无壁面处理情况下所得到的结果与已有工作一致, 从而论证

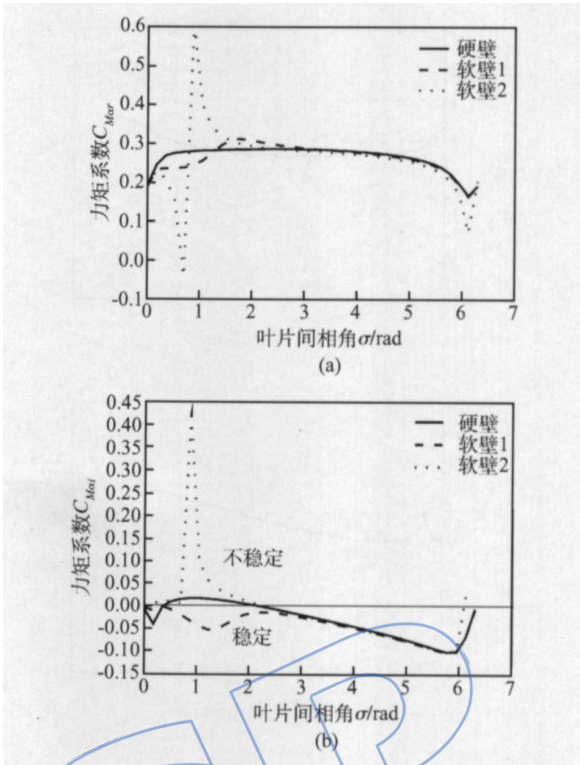


图4 不同阻抗边界条件下叶片扭转运动力矩系数随叶片间相角变化规律
其他条件与图3所列相同

Fig.4 Effect of interblade phase angle on the moment coefficient under various wall admittances. The other conditions are the same as in Fig.3.

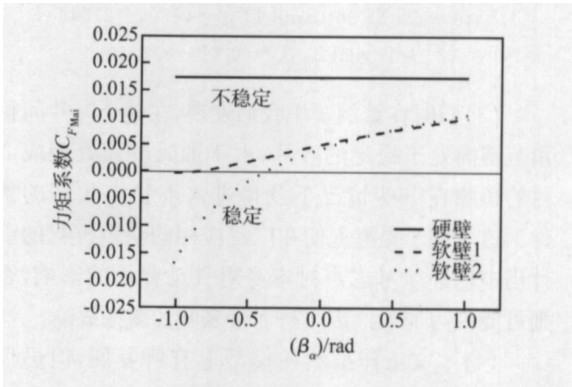


图5 不同阻抗绝对值条件下叶片扭转运动力矩系数随壁面阻抗幅角的变化规律($\sigma = 1.05$, 软壁1, $|\beta_a| = 1.0$, 软壁2, $|\beta_a| = 2.0$ 其他条件与图3所列相同)

Fig.5 Variation of moment coefficient with wall admittance: hard wall; soft wall 1, $|\beta_a| = 1.0$; soft wall 2, $|\beta_a| = 2.0$, Besides, $\sigma = 1.05$, The other conditions are the same as Fig.3.

了本位模型的准确性。
(2) 对叶片颤振的控制产生“正效应”或者“负效应”将主要取决于壁面的声阻抗设计, 所以通过精心设计壁面条件就可以有效抑制叶片颤振。

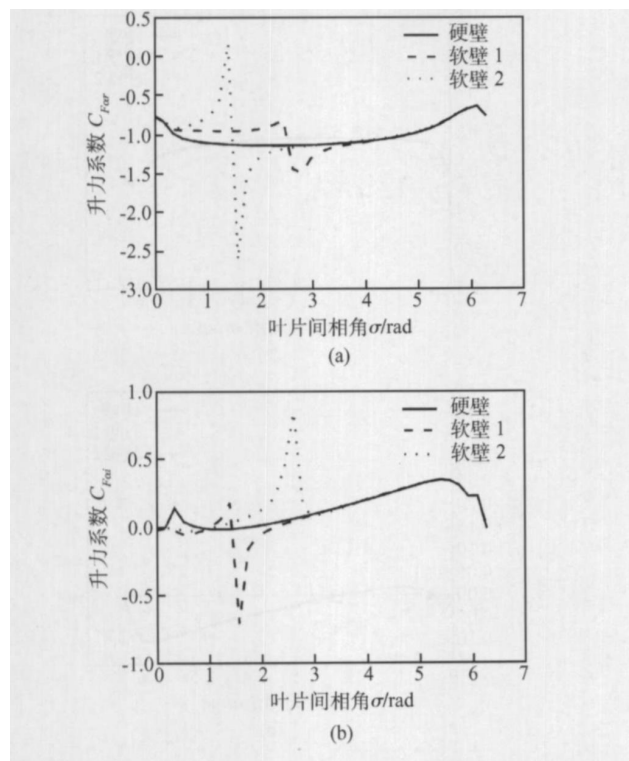


图 6 叶片扭转运动升力系数随叶片间相角变化规律, 三条曲线对应不同的阻抗条件, 分别是硬壁; 软壁 1, 阻抗 $\beta_a = (1.0, -2.646)$; 软壁 2, 阻抗 $\beta_a = (0.01, -3.834)$

Fig. 6 Effect of interblade phase angle on the lift coefficient under various wall admittances:

1. hard wall; 2. soft wall 1, $\beta_a = (1.0, -2.646)$; 3. soft wall 2, $\beta_a = (0.0, -3.834)$

(3) 同时在算例 3 中我们发现, 在整个叶片间相角范围内处于稳定的叶片, 由于加入壁面处理或声衬的影响在一些情况下获得进入不稳定状态的条件。这个例子提醒人们在广泛应用的消声声衬的设计当中也必须考虑声衬本身对气动弹性的影响, 否则可能因为加入消声声衬而带来叶片颤振故障。

(4) 本文工作虽然在模型上有所发展, 但仍仅限于理论上的探讨, 能否真正应用壁面处理控制叶片颤振的发作还期待进一步的气动弹性实验结果。

参考文献:

[1] Sun Xiaofeng, Jing Xiaodong, Zhao Hongwu. Control of blade flutter by smart casing treatment[J]. Journal of Propulsion and Power, March/April 2001, 17(2): 248-255.

[2] Watanabe T, Kaji S. Possibility of cascade flutter suppression by use of nonrigid duct wall [A]. Proceedings Third International Symposium on Aeroelasticity in Turbomachines[C]. Cambridge Univ., Cambridge, England, U. K., 1984, pp. 261-276.

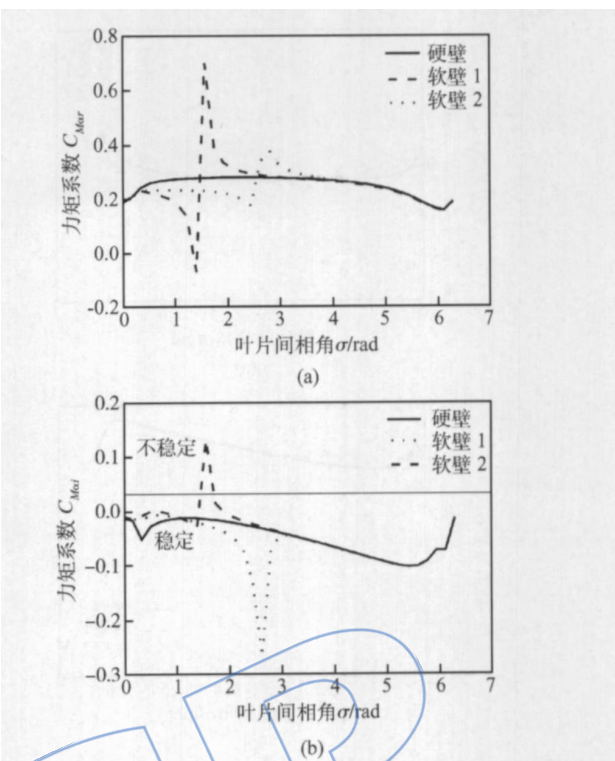


图 7 不同阻抗边界条件下叶片扭转运动力矩系数随叶片间相角变化规律
其他条件与图 6 所列相同

Fig. 7 Effect of interblade phase angle on the moment coefficient under various wall admittances. The other conditions are the same as in Fig. 6.

[3] Nambu M, Yamasaki N, Kurihara Y. Some three-dimensional effects on unsteady aerodynamic forces on oscillating cascades[A]. Proceeding of the Third International Symposium on Aeroelasticity in Turbomachines[C]. Cambridge Univ., Cambridge, England, U. K., 1984, pp. 217-230.

[4] Nambu M, Fukushima K. Application of the equivalent surface source method to the acoustic of duct systems with nonuniform wall impedance[J]. Journal of Sound and Vibration 1982, 73: 125-146.

[5] Sun X, Kaji S. Control of blade flutter using casing with Acoustic Treatment[J]. Journal of Fluids and Structure, 2002, 16(5): 627-648.

[6] Sun Xiaofeng, Kaji Shojiro. Effects of wall admittance changes on aeroelastic stability of turbomachines[J]. AIAA Journal, September 2000, 38(9): 1525-1533.

[7] 王晓宇, 孙晓峰. 等价分布源的新发展[J]. 工程热物理论, 2006, 增刊 27(1): 109-112.

[8] 王晓宇, 杜林, 孙晓峰. 考虑变截面影响的航空发动机短舱声学模型及数值结果[J]. 航空学报, 2006, 27(6): 1073-1079.

[9] Smith S N. Discrete Frequency Sound Generation in Axial Flow Turbomachines[R]. ARC Reports and Memoranda, 1972, No. 3709.