

挤压油膜减振机理若干问题

西北工业大学 薛中擎 孟 光

摘 要

本文探讨挤压油膜阻尼器(SFD)的非牛顿粘度效应和柔性转子-挤压油膜减振轴承(SFDB)系统的跳跃分枝现象、实加不平衡响应三个问题。文中根据经验方程和拟塑性流体流动特性,推导出适用于拟塑性流体的修正雷诺方程,估算了SFD的动力特性,说明了非牛顿粘度起的作用。文中借助于扰动幅值与扰频平方成正比的杜芬方程,分析了柔性转子-SFDB系统的非线性特性,揭示了跳跃分枝现象的本质,最后介绍了一个全析的实加不平衡数学模型。

挤压油膜阻尼器(SFD)与滚动轴承结合,用于航空发动机及燃气轮机,减振效果显著。但其减振机理都相当复杂,至今未全部搞清楚。

非牛顿流体对滑动轴承的影响,近年来研究较多。实验表明,它可以减小摩擦和轴承磨损,但理论分析只能预测到摩擦减小。由于只考虑非牛顿剪切特性,承载能力会下降得更多,磨损还要增加!如不忽略法向应力,古典润滑理论的推广应用又不大成功,流体模型也不令人满意。这样,研究非牛顿流体对SFD的影响,困难更多。至今少见报导。

跳跃分枝现象(亦称双稳态现象)和突加不平衡响应均有人研究过。本文的贡献在于对柔性转子-SFDB系统的非线性特性进行了理论分析,引入杜芬方程和无穷可微的泛函,分别揭示出挤压油膜力的非线性引起跳跃分枝现象的本质和抑制突加不平衡响应的规律。

一、非牛顿粘度效应

现代航空润滑油广泛使用掺合油,即聚合物加稠、粘度指数改进润滑油。这种润滑油按流变学中非牛顿流体分类属拟塑性流体。应研究它对SFD性能的影响。

1. 润滑油的流变模型 许多学者曾提出过描述润滑油剪切变稀特性的流变模型。本文依据在东德Rheotest2型旋转粘度计上做的实验结果,采用下面的本构流变关系式:

$$du/dy = \tau(1 + k\tau^2)/\eta_0 \quad (1)$$

式中 η_0 是零剪切率时的表现粘度, k 取决于材料, $k > 0$ 时称拟塑性系数。

这个经验模型最初在文献^[1]提出,后被文献^[2]用来研究在平行板间的流动。文献^[3]做的实验表明,用该流体模型描述添加了丁烯类聚合物的矿物油的粘度特性很合适。其验证的剪切率范围为 $0 \sim 10^5 \text{ s}^{-1}$, 包含润滑油的全部实际使用范围。

由图1可见, k 越大, 液流特性曲线的非线性越强。故 k 也是个非线性参数。

2. 修正雷诺方程 采用简化假设, 由粘性流体的运动方程、连续性方程和(1)式, 可推出拟塑性流体的雷诺方程^[4]:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{H^3}{12} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right] + \delta \frac{H^3}{80} \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)^3 + \left(\frac{D}{L} \right)^2 \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{H^3}{12} \frac{\partial P}{\partial z} + \delta \frac{H^3}{80} \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)^3 \right] = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial H}{\partial \theta} + \frac{2\omega}{\omega} \frac{\partial H}{\partial t} \right] \quad (2)$$

该无量纲扩展雷诺方程描述了应用拟塑性流体时的油膜压力分布。当非线性因子 $\delta = k(\eta\omega R/c)^2 = 0$ 时, 它便简化为应用牛顿流体情况的古典雷诺方程。

3. 对SFD动力特性的影响 SFD有二种: 即与定心弹簧并联应用的同心型(图2a), 和与支座刚度串联使用的非同心型(图2b)。后二者的阻尼器 $L/D \approx 0.1$, $C/R \approx 0.002$ 。

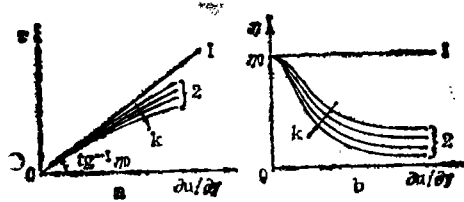


图1 液流特性曲线(a)和表观粘性曲线(b)

(1-牛顿流体 $k=0$, 2-拟塑性流体 $k>0$)

图2 挤压油膜阻尼器

(2) 式用于SFD的定性分析时, 可采用短轴承理论和 π 油膜边界条件, 得

$$\left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{H^3}{12} \frac{\partial P}{\partial z} + \delta \frac{H^3}{80} \left(\frac{D}{L}\right)^2 \left(\frac{\partial P}{\partial z}\right)^3 \right] = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial H}{\partial \theta} - \frac{1}{\phi'} \frac{\partial H}{\partial t'} \right] \quad (3)$$

求出SFD中拟塑性流体膜的的压力 $p^{[5]}$, 对正压区压力积分得油膜力 F_r 和 F_t

$$P = 3 \left(\frac{L}{D}\right)^2 \frac{\epsilon \phi' \sin \theta + \epsilon' \cos \theta}{\phi'^3 (1 + \epsilon \cos \theta)^3} (1 - z^2) - \frac{81\delta}{10} \left(\frac{L}{D}\right)^4 \frac{(\epsilon \phi' \sin \theta + \epsilon' \cos \theta)^3}{\phi'^3 (1 + \epsilon \cos \theta)^3} (1 - z^4) \quad (4)$$

$$F_r = \left(\frac{L}{D}\right)^2 \left[\epsilon I_{3,11} + \frac{\epsilon'}{\phi'} I_{3,02} \right] - \frac{81\delta}{25} \left(\frac{L}{D}\right)^4 \left[\epsilon^3 I_{7,31} + \frac{3\epsilon^2 \epsilon'}{\phi'} I_{7,22} + \frac{3\epsilon \epsilon'^2}{\phi'^2} I_{7,13} + \frac{\epsilon'^3}{\phi'^3} I_{7,04} \right] \quad (5)$$

$$F_t = \left(\frac{L}{D}\right)^2 \left[\epsilon I_{3,20} + \frac{\epsilon'}{\phi'} I_{3,11} \right] - \frac{81\delta}{25} \left(\frac{L}{D}\right)^4 \left[\epsilon^3 I_{7,40} + \frac{3\epsilon^2 \epsilon'}{\phi'} I_{7,31} + \frac{3\epsilon \epsilon'^2}{\phi'^2} I_{7,22} + \frac{\epsilon'^3}{\phi'^3} I_{7,13} \right] \quad (6)$$

式中的积分 I_n^m 可利用Sommerfeld变换或文献 $^{[6]}$ 的颈轴承表求出, 结果见文献 $^{[5]}$ 。

按照以下情况: 牛顿流体, $\delta = 0$; 拟塑性流体, $\delta > 0$; 同心型SFD, $\epsilon' = 0$, $\phi' = 1$; 非同心型SFD, $\epsilon' \neq 0$, $\phi' \neq 0$, 仔细分析式(4)~(6), 得到以下结论:

(1) 拟塑性流体对于SFD动力特性的影响随长径比、偏心率、非线性因子和轴颈进动率的增大而增大。

(2) 应用拟塑性流体时的有效油膜压力低于牛顿流体的。这一趋势随着上述参数的增大而愈益显著(图3)。但是峰值压力降低, 压力分布曲线轮廓平坦对SFD承受强迫激励有利, 减小了轴承材料因疲劳而破坏的危险性。

(3) 虽然同心型SFD的油膜压力总小于非同心型的, 但其油膜力却有些不同。同心型SFD的径向油膜力总大于非同心型的, 无论是用拟塑性流体或用牛顿流体都一样。切向油膜分力的情况则正好相反。因此同心型SFD可望有较好的油膜刚度, 而阻尼能力则比非同心型SFD的差些, 也就是减振效果差些。

(4) SFD应用拟塑性流体时, 油膜刚度和阻尼能力都下降了。

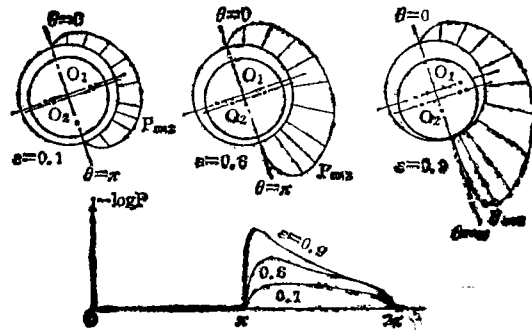


图3 同心型SFD的油膜压力分布和峰值压力

(5) 数值计算表明, 拟塑性流体对于 SFD 动力特性的影响, 数量级极小, 在 0(-3) 以下。因此可以忽略, 不加考虑。

三、跳跃分歧现象

SFD 一问世, 在实验中就发现这现象。它使转子过临界转速时在很宽的转速范围内保持大振幅, 因此引起人们关注。目前的研究大都局限在通过数值计算来探讨产生跳跃现象的参数条件。本文借助于杜芬方程的响应特性来进行理论分析。

对于图 2a 所示的柔性转子一同心型 SFDB 系统, 转子和轴颈的无量纲运动方程为^[7]

$$Z_D'' + 2\zeta Z_D' / \Omega (Z_D - Z_B) / \Omega^2 = U e^{i\tau} \quad (7)$$

$$Z_B'' + (1+K) Z_B / 2a\Omega^2 - Z_D / 2a\Omega^2 = -2\beta(f_r + fi^t) e^{i\tau} B / \Omega \quad (8)$$

式中 β 是 SFDB 参数, K 是刚度比, U 是不平衡参数, α 是质量比, ζ 是外阻尼率, Ω 是转速比, 式 (8) 的右方是无量纲化的油膜力。在稳态圆运动时, 系统的幅频特性式为

$$\left\{ \frac{(1+K)}{2a\Omega} - 1 - \frac{1-\Omega^2}{2a\Omega^2[(1-\Omega^2)^2 + (2\zeta\Omega)^2]} + \frac{4\beta}{\Omega} \frac{\varepsilon_0}{(1-\varepsilon_0^2)^2} \right\}^2 \varepsilon_0^2 + \left\{ \frac{2\zeta\Omega}{2a\Omega^2[(1-\Omega^2)^2 + (2\zeta\Omega)^2]} + \frac{\beta\pi}{\Omega(1-\varepsilon_0^2)^{3/2}} \right\}^2 \varepsilon_0^2 = \frac{U^2}{4a^2[(1-\Omega^2)^2 + (2\zeta\Omega)^2]} \quad (9)$$

式中 ε_0 是轴颈偏心率, 与系统参数 $\beta, K, U, \alpha, \zeta$ 有关, 数值计算发现幅频曲线在某些参数值组合情况下显示了多幅值响应特性。观察到三种非线性: 杜芬型、分枝型和组合型(图 4)。发现它们与杜芬方程的非线性何等相似。

图 4 柔性转子一同心型 SFDB 系统的幅频响应

(a) 杜芬型非线性 (b) 分枝型非线性
(c) 组合型非线性

我们来考察一个扰幅与扰频的平方成正比的杜芬方程:

$$\ddot{\mu} + \omega_0^2 \mu = -2\varepsilon\gamma\dot{\mu} - \varepsilon\mu u^3 + \xi_0 \omega^2 \cos(\omega t) \quad (10)$$

式中 $\varepsilon \ll 1$, $\gamma > 0$, μ 可正可负(硬、软弹簧), ω_0 是系统的固有频率, $\xi_0 \omega^2$ 是激励力。通过变换 $\mu_1 = \sqrt{\varepsilon\mu} / \omega_0$, $t_1 = \omega_0 t$, 将上式无量纲化, 比较方便:

$$u_1'' + 2\delta u_1' + u_1 + u_1^3 = F_1(\Omega) \cos(\Omega t) \quad (11)$$

式中 $u_1' = du_1/dt_1$, $u_1'' = d^2u_1/dt_1^2$, $\delta = \varepsilon\gamma/\omega_0$, $\Omega = \omega/\omega_0$, $F_1(\Omega) = \xi_0 \Omega \sqrt{\varepsilon\mu} / \omega_0$ 。

式 (11) 在主共振情况下的一次近似解为

$$u_1 = a \cos(\Omega t + \psi) \quad (12)$$

$$\left. \begin{aligned} da/dt &= -\delta a - F_1(\Omega) \sin \psi / (1 + \Omega^2) \\ d\psi/dt &= 1 - \Omega^2 + 3a^2/8 - F_1(\Omega) \cos \psi / a(1 + \Omega^2) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

式 (13) 右端为零时, 可确定出系统在稳态响应时的振幅和相位。为了使它们精确到相

对于小参数 ε 的二阶微量, 式 (13) 成为

$$-2\delta a\Omega = F_1(\Omega) \sin \psi, \quad a[(1+3a^2/8)^2 - \Omega^2] = F_1(\Omega) \cos \psi \quad (14)$$

由此求得系统稳态响应的幅频和相频关系式为

$$a = F_1(\Omega) / \sqrt{[(1+3a^2/8)^2 - \Omega^2]^2 + 4\delta^2\Omega^2} \quad (15)$$

$$\tan \psi = -2\delta\Omega / [(1+3a^2/8)^2 - \Omega^2] \quad (16)$$

将式 (15) 改写成 (17) 式, 便可得出幅频特性曲线的骨架曲线方程 (18)

$$\Omega^2 = (1+3a^2/8) \pm \sqrt{F_1^2(\Omega)/a^2 - 4\delta^2\Omega^2} \quad (17)$$

$$\lambda(a) = 1 + 3a^2/8 \quad (18)$$

因为不难看出, 当 a 值一定时, ω 的两个值等距地分居于 $\lambda(a)$ 的两侧。

由 $\lambda(a) = \omega$ 可求出骨架曲线与幅频曲线的交点, 由式 (15) 得到过此交点的另一方程:

$$a_1 = F_1(\Omega) / 2\delta(\Omega) \quad (19)$$

由于 $|a_1| \geq |a|$, 故称 a_1 为幅值极限曲线, 它与幅频曲线在上述交点处相切, 它与骨架曲线的交点可能不止一个, 可以利用这交点数判断系统稳态响应的非线性特性^[8](图6a)。

图5表示了线性阻尼减小, 激励幅值增大和弹簧非线性增大对幅频特性曲线的影响。

$\mu > 0$ 时, 硬弹簧非线性使幅频曲线向右弯曲, 使相频曲线扭曲(图6)。显然在某些频

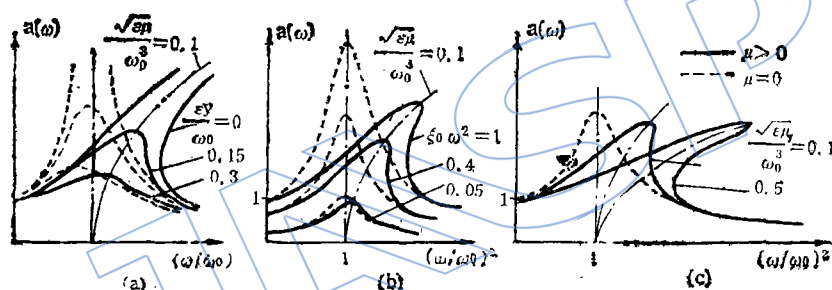


图5 幅频特性曲线

(a) 阻尼的影响 (b) 激励幅值的影响 (c) 弹簧非线性的影响

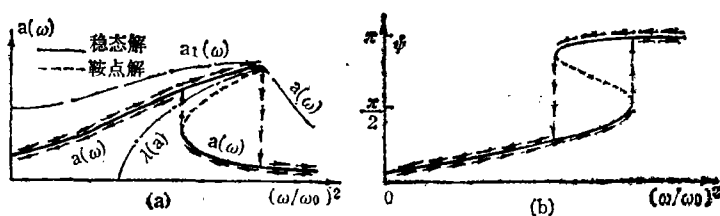


图6 跳跃分枝现象

(a) 幅频曲线、骨架曲线、幅值极限曲线 (b) 相频曲线

区内, 对应每一激励频率有3个稳态解。中间的一个是鞍点, 所对应的响应是不稳定的, 在任何实验内均不能实现。另二个解是吸引解, 有稳定的中心。是现实的。稳态响应因非线性而出现多值性, 具有实际意义。它导致升速和降速通过该频区时振幅出现跳跃现象。

把柔性转子-同心型SFDB系统与扰幅正比于扰频平方的杜芬方程进行比较, 发现有非常类似的非线性特性。当把系统的运动方程, 例如式 (8), 转换为等效线性形式^[9]

$$Z_B'' + C_e(\varepsilon_0, \Omega)Z_B' + K_e(\varepsilon_0, \Omega)Z_B = Ue(\Omega)e^{i(\tau - \theta_0)} \quad (20)$$

便可获得系统在稳态圆运动时的幅频特性关系

$$\varepsilon_0 = Ue / [(Ke - 1)^2 + Ce^2]^{1/2} \quad (21)$$

其中等效阻尼 C_e 、等效刚度 K_e 及等效扰幅 Ue 分别列如下, 代入(21)式就得到(9)式。

$$\begin{aligned} C_e &= 2\xi\Omega / 2\alpha\Omega^2[(1 - \Omega^2)^2 + (2\xi\Omega)^2] + 2B\Omega C_0 / \Omega \\ K_e &= (1 + K) / 2\alpha\Omega^2 - (1 - \Omega^2) / 2\alpha\Omega^2[(1 - \Omega^2)^2 + (2\xi\Omega)^2] + 2\beta K_0 / \Omega \\ Ue &= U / 2\alpha[(1 - \Omega^2)^2 + (2\xi\Omega)^2]^{1/2} \end{aligned}$$

比较(21)和(15)式, 转子系统轴颈幅频曲线的骨架曲线方程可由 $Ke - 1 = 0$ 求得

$$\begin{aligned} (1 + K) / 2\alpha\Omega^2 - (1 - \Omega^2) / 2\alpha\Omega^2[(1 - \Omega^2)^2 + (2\xi\Omega)^2] + \\ + (2B / \Omega)2\varepsilon_0 / (1 - \varepsilon_0^2)^2 - 1 = 0 \end{aligned} \quad (22)$$

分析式(21)和(22)表明: 由于油膜力的非线性, 幅频曲线和骨架曲线向右弯曲, 即具有硬弹簧特性; 高弯曲达到一定程度时, 就会出现双稳态响应。值得提出, 转子-SFDB系统由于有二个振幅 ε_B 、 ε_D , 幅频曲线就可能出现二个波峰, 其骨架曲线也可能有二枝。

由式(21)可求得幅值极限曲线方程为 $\varepsilon_0 = U / C_e$ 即

$$\left\{ \frac{2\xi\Omega}{2 \times \Omega^2[(1 - \Omega^2)^2 + (2\xi\Omega)^2]} + \frac{2B}{\Omega} \frac{\pi}{2(1 - \varepsilon_0^2)^3} \right\} \varepsilon_0 - \frac{U}{2\alpha[(1 - \Omega^2)^2 + (2\xi\Omega)^2]^{1/2}} = 0 \quad (23)$$

联立求解式(22)和(23), 可知幅值极限曲线与骨架曲线的交点可能不止一个。交点数决定了响应的非线性特性。当一枝骨架曲线与幅值极限曲线的交点只有一个时, 只能出现杜芬型非线性; 交点数为3时, 则有孤立闭合曲线表示的附加分枝产生; 当交点数大于3时, 就可能出现多个附加分枝。图8是对方程(9)、(22)和(23)数值求解的部分结果, 它形象地说明系统中幅频曲线、骨架曲线和幅值极限曲线之间的关系, 以及响应的非线性特性。

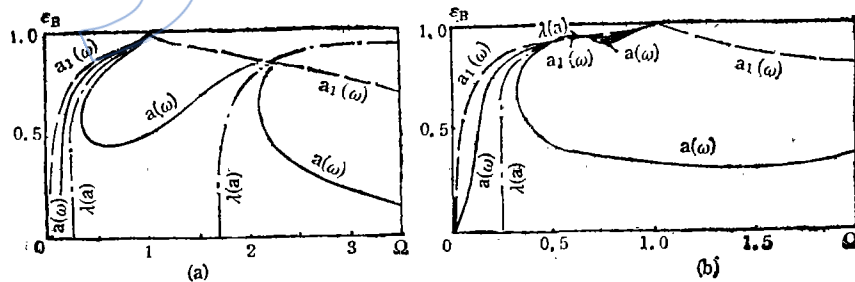


图7 柔性转子-同心型SFDB系统的非线性响应

(a) 杜芬型(λ 与 a_1 , 只有一个交点, $U = 0.5$, $\xi = 0.0005$, $\alpha = 0.3$, $B = 0.0025$, $K = 0.1$)

(b) 组合型(λ 与 Q_1 有三个交点, $U = 0.3$, $\xi = 0.0005$, $\alpha = 0.05$, $B = 0.1$, $K = 0.1$)

四、突加不平衡响应

高速涡轮机械的叶片折断时, 转子系统将产生甚大不平衡, 振幅很大。SFD作为一种减振手段, 能否有效地控制这种振动呢? 模型实验已经表明, 它有可能做到。理论分析的困难在

于振幅增大过程中油膜力就变得高度非线性, 又找不到表达这种关系的好形式。

一般说来, 考虑突加不平衡的系统运动方程及处理方法和普通的非线性方程没有什么不同, 激励的性质则有区别。普通用阶跃函数作为突加不平衡的数学模型。但是由于实际过程中突加不平衡的变化是连续的, 因而阶越函数还不能完全反映突加不平衡的特性。我们从非线性泛函分析中找到一个实函数:

$$\beta(r, s)(t) = \int_{-\infty}^t \bar{\alpha}(r, s)(t) dt / \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\alpha}(r, s)(t) dt \quad (24)$$

$$\bar{\alpha}(r, s)(t) = \begin{cases} \exp[-1/(s-t)(t-r)] & r < t < s \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \quad (25)$$

文献〔10〕从数学上严格证明了 $\beta(r, s)(t)$ 是个无穷可微函数; 当 r 和 s 无限接近时, $\beta(r, s)(t)$ 无限逼近阶越函数, 而且总有(见图9):

$$\beta(r, s)(t) = \begin{cases} 0 & t \leq r \\ 1 & t \geq s \end{cases} \quad (26)$$

可见 $\beta(r, s)(t)$ 不仅能表示阶跃函数的性质, 而且保持了跃升过程的连续性。

文献〔9〕用它来表示无量纲不平衡参数:

$$U = U_1 + U_2 \beta(r, s)(\tau) \quad (27)$$

U_1 是突加的不平衡参数, U_2 是突加不平衡的大小, 而 r 和 s 则分别表示突加不平衡开始及结束的时刻。文献〔9〕用式(27)的参数来替代转子-SFDB系统运动方程中的不平衡参数, 分析了系统在正常转速及加速通过多幅值频率区的突加不平衡响应, 讨论了系统参数对突加不平衡响应的影响及不同转速下突加不平衡响应对跳跃分枝现象的影响; 证明设计合理的SFD对突加不平衡确实具有抑制作用; 还证明了非同心型SFD抑制作用大于比同心型SFD。

参 考 文 献

- 〔1〕 Rabinowitsch, B., "Über die Viscosität von solen", Z. Physik. Chem, vol. A145, p.1.1929.
- 〔2〕 Rotem, Z. and Shinnar, R., "Non-Newtonian Flow Between Parallel Boundaries in Linear Movement", Chem, Engrg. sci. Vol.15, pp.130-143, 1961.
- 〔3〕 wada, S. and Hayashi, H., "Hydrodynamic Lubrication of Journal Bearings by Pseudo-Plastic Lubricants", Bull.JSME, Vol.14, No.69, pp.279-286, 1971.
- 〔4〕 薛中擎, "挤压油膜减振轴承应用非牛顿流体的理论研究", 第三届全国振动理论及应用学术会议论文集. 1457-1466页, (1987)。
- 〔5〕 Xue zhong-qing, "The Dynamic Characteristics of a Squeeze Film Damper Bearing with Non-Newtonian Fluid Film", Proc. of Intl. Conf. on Mechanical Dynamics". pp. 111-115, (1987).
- 〔6〕 Booker, J.F., "A Table of the Journal-Bearing Integral", ASME J. Basic Engrg., Vol.87, No.2, pp.533-535, (1965)。
- 〔7〕 薛中擎, 孟光, "柔性转子-挤压油膜阻尼器系统的稳态响应及其非线性特性分析", 《中国航空科技文献》HJB 860361。
- 〔8〕 Колосский, м.з. "нелинейная теория виброзащитных систем", «Наука», Москва, (1966), pp.116-128.
- 〔9〕 孟光, "柔性转子-挤压油膜阻尼器系统的非线性特性分析", 西北工业大学博士学位论文, 1988年。
- 〔10〕 程崇庆, "一类非线性系统的Hopf-Landau分叉", 西北工业大学博士学位论文, 1997年。

ON DAMPING MECHANISM OF SQUEEZE FILM

Xue Zhongqing and Meng Guang

(Northwestern Polytechnical University)

Abstract

This paper surveys our researches on non-Newtonian viscosity effects, jump bifurcation phenomena, and sudden unbalance response in squeeze-film dampers (SFD).

The effects of a polymer thickened VI improved oil as pseudo-plastic fluid (PPF) on a SFD are investigated theoretically and experimentally. A modified Reynolds equation for pressure distribution of PPF in SFD has been derived and dynamic characteristics of SFD are evaluated. It is found that the film pressure distribution of PPF in SFD is smaller than that of a Newtonian fluid (NF), the centralized SFD is expected to have better film rigidity, while the uncentralized SFD is better in damping, the damping capacity of PPF film is inferior to that of NF film, and the effects of non-Newtonian viscosity on the dynamic characteristics of a SFD can be neglected in practice.

The jump bifurcation phenomena of a flexible rotor-SFD bearing system are examined with the aid of a Duffing equation. The phenomena that the frequency response curve of flexible rotor-SFD bearing system bends to right and becomes multivalued in a certain frequency range are due to the stiffening spring nonlinearity of the squeeze-film force. The nonlinear characteristics of the jump bifurcation can be estimated by the nature of the backbone curves and boundary curves of the frequency response curve.

A new mathematical model of sudden unbalance is introduced in calculating unbalance response. The analysis completed with this model shows that SFD is good at depressing the sudden unbalance vibration, and the uncentralized SFD is better than the centralized one in this aspect.

A TRANSFER MATRIX IMPEDANCE COUPLING METHOD IN ROTORDYNAMICS

Huang Taiping

(Nanjing Aeronautical Institute)

Abstract

A transfer matrix impedance coupling method for eigensolutions in rotordynamics is developed. The concepts of substructure synthesis and coupling of mechanical impedance data are applied to this method, so that the application of the traditional transfer matrix method can be extended to the dynamic analysis