

DOI:10.3969/j.issn.1001-4551.2016.11.005

考虑进油孔有限长滑动轴承油膜力的近似解析解*

黑 棣, 郑美茹

(陕西铁路工程职业技术学院 机电工程系, 陕西 渭南 714000)

摘要:针对具有进油孔的有限长滑动轴承油膜力求解问题,采用变分原理和分离变量法,求得了有限长滑动轴承油膜压力分布的近似解析表达式。将油膜压力分布的近似解析表达式在油膜存在区域上进行积分,即得到了油膜力。将提出的计算有限长滑动轴承油膜力方法与无限长轴承模型、有限元方法的计算结果进行了比较,发现了提出的方法与有限元方法的计算结果很接近。最后,研究了进油孔位置和进油压力对油膜存在区域、油膜力等的影响,研究结果表明进油孔位置和进油压力对油膜存在区域和油膜力有较大的影响。

关键词:油膜力;有限长轴承;进油压力影响;进油孔位置影响;近似解析解

中图分类号:TH133

文献标志码:A

文章编号:1001-4551(2016)11-1315-07

Approximate solution of nonlinear oil film forces of finite length slide journal bearing by considering oil inlet hole

HEI Di, ZHENG Mei-ru

(Department of Mechanical and Electrical Engineering, Shanxi Railway Institute, Weinan 714000, China)

Abstract: Aiming at the solution of oil film force of finite length slide bearing with oil inlet hole, the approximate analytical expression of the oil film pressure distribution of finite length bearing was presented by method of variational principle and the separation of variables. Oil film force could be obtained by integrating the approximate analytical expression of the oil film pressure distribution in the oil film field. The comparison was implemented between the presented calculation method of oil film force, infinite length bearing model and FEM. The results calculated by the presented method were in good agreement with FEM. Finally, the influences of the oil inlet position and oil inlet pressure on the oil film field and oil film force were studied. The research results show that the oil inlet position and oil inlet pressure can produce a significant effect on the oil film field and oil film force.

Key words: oil film force, finite length bearing, influence of the oil inlet pressure, influence of the oil inlet position, approximate analytical expression

0 引 言

随着旋转机械向着大功率、重载、高速和大型化的方向发展,滑动轴承-转子系统作为旋转机械的核心部件受到了越来越广泛的关注^[1-3],因为轴承-转子系统能否正常工作直接关系到整个旋转机械的安全。近年来,许多学者针对轴承-转子系统运动稳定性开展了大量的研究工作^[4]。高庆水^[5]基于短轴承理论求解了非线性油膜力,并分析 Sommerfeld 数对偏心率、刚度系数等滑动轴承参数的影响。孙保苍^[6]采用短

轴承模型,分析了碰磨转子系统的非线性动力学行为。陈红^[7]基于短轴承假设研究了碰磨转子的非线性动力学行为。黑棣^[8-10]采用无限长轴承模型,分析了转子圆盘对转子系统非线性动力学分析。

在滑动轴承-转子系统中,滑动轴承油膜力作为一个非常关键的因素直接影响整个转子系统的稳定性。能够准确描述滑动轴承油膜力特性的数学模型是转子-轴承系统非线性动力学分析的基础和关键。在研究的过程中,很多学者采用无限短或者无限长轴承模型,但是,实际使用中的轴承都是有限长轴承。所以,

收稿日期:2016-05-13

基金项目:国家自然科学基金资助项目(51375380);陕西铁路工程职业技术学院常规项目(KY2015-48)

作者简介:黑 棣(1983-),男,山西朔州人,博士,讲师,主要从事非线性动力学方面的研究。E-mail:drillok@126.com

近年来许多学者建立了有限长轴承模型,并且给出了很多油膜力的求解方法。徐武彬^[11]采用有限差分法求解了 Reynolds 方程,并得到油膜力,最后基于 Sommerfeld 数分析了转子系统的稳定性。杨金福^[12]基于‘ π ’油膜假设,将 Reynolds 方程的求解问题转化为可分离变量的二阶非线性方程,推导了有限长滑动轴承油膜力的近似解析表达式。史冬岩^[13]采用有限差分法求解了有限宽轴承的油膜力,进而分析了滑动轴承的压力分布和动特性。Vignolo GG^[14]基于 Sommerfeld 和 Ocvirk 数提出了一种有限长轴承油膜力的近似解析解,并且同时求得了静态油膜力。Hirani H^[15]运用不同的无限短和无限长轴承模型的组合来近似的求解有限长轴承油膜力。文献[16-17]基于动态 π 油膜假设,采用分离变量法对 Reynolds 方程进行求解,最终得到了油膜力的解析表达式但是并没有考虑滑动轴承的进油孔,而且在实际中,滑动轴承油膜存在区域并非是 π 区域。

本研究建立具有进油口的滑动轴承模型,基于变分原理,运用分离变量法对 Reynolds 方程进行求解,进而得到有限长轴承油膜力的近似解析表达式。在求解的过程中,笔者将 Reynolds 方程中的油膜压力分布函数 $P(\varphi, \lambda)$ 看作是两个独立函数的乘积,即 $P(\varphi, \lambda) = P^*(\varphi)\zeta(\lambda)$ 。同时,考虑到油膜存在区域并非 π 区域,在本研究中,油膜存在区域的起始边和破裂边都是未知的,需要求解。在求得油膜的起始边和破裂边之后,通过积分最后可以得到非线性油膜力。

1 具有进油口的有限长轴承模型

具有进油口的有限长轴承模型及其相应的计算坐标如图 1 所示。

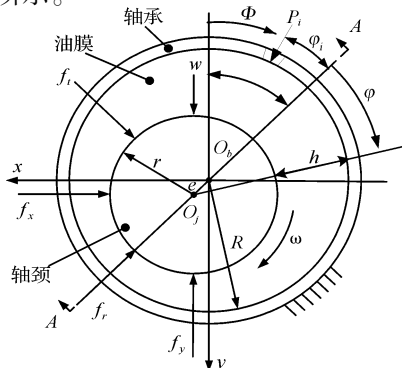


图 1 有限长轴承计算坐标

O_b —轴承中心; O_j —轴颈中心; Φ —从 y 轴负方向顺时针转至油膜位置的角度; θ —偏位角; φ —从 O_jO_b 延长线顺时针方向转至油膜位置的角度; f_r, f_t —作用在轴颈上的非线性油膜力径向和切向分量; f_x, f_y —作用在轴颈上的非线性油膜力在 x 和 y 轴负方向的分量; h —油膜厚度; ω —转子角速度; R —轴承半径; r —轴颈半径; w —轴承载荷; P_i —进油压力; φ_i —进油孔的位置。

轴承的剖面图如图 2 所示。

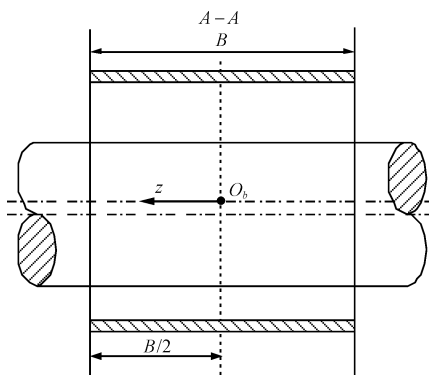


图 2 有限长轴承剖面图
B—轴承宽度

2 非线性油膜力的计算

假设滑动轴承的润滑油膜为不可压缩流体,则 Reynolds 方程形式可写为:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{G_\varphi h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{G_z h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = \frac{U}{2} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial t} \quad (1)$$

式中: G_φ, G_z —紊流因子; μ —润滑油的动力粘度; p —有量纲油膜的压力分布; x —轴承周向坐标; z —轴承轴向坐标; U —轴颈的周向速度; h —油膜厚度,其中, $h = c + e \cos \varphi$ (c —半径间隙, e —偏心距)。

为了简化推导,引入以下无量纲量:

$$\lambda = z / \left(\frac{B}{2} \right),$$

$$\varepsilon = e / c,$$

$$\tau = \omega t,$$

$$P = p / p_0 \quad (p_0 = 2\omega\mu/\psi^2),$$

$$H = 1 + \varepsilon \cos \varphi \quad (2)$$

式中: λ —无量纲轴向坐标, τ —无量纲时间, H —无量纲油膜厚度, ε —偏心率, Ψ —间隙比, P —无量纲的油膜压力。

将式(2)代入式(1)可得:

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(H^3 G_\varphi \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right) + \left(\frac{d}{B} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(H^3 G_z \frac{\partial P}{\partial \lambda} \right) = - \frac{1}{4} \varepsilon (1 - 2\theta') \sin \varphi + \frac{1}{2} \varepsilon' \cos \varphi \quad (3)$$

式中: ε' —轴承偏心率对时间 τ 的导数, θ' —轴承偏位角对时间 τ 的导数。

在求解非线性油膜力之前,首先给定如下的边界条件:

$$\varphi = \varphi_s, P = 0; \varphi = \varphi_c, P = 0; \varphi = \varphi_c,$$

$$\frac{\partial P}{\partial \varphi} = 0; \varphi = \varphi_i, P = P_i。$$

其中: φ_s —油膜的起始角, φ_c —油膜的终止角,

本研究中需要通过迭代求解。φ_s 的取值范围为 (φ_c - 2π) < φ_s ≤ φ_i, φ_c 的取值范围为 π ≤ φ_c ≤ (2π + φ_i)。

本研究基于分离变量法来求解式(3),即将油膜分布压力 P(φ, λ) 看作是两个独立变量的乘积。那么 P(φ, λ) 就可以写成 P(φ, λ) = P*(φ)ζ(λ) (P*(φ) 是关于周向坐标 φ 的函数, ζ(λ) 是关于轴向坐标 λ 的函数)。

首先, P*(φ) 可以用无限长轴承油膜力的解析表达式代替。假设 B >> d, 则将滑动轴承模型转化为无限长轴承模型, 此时沿 λ 的压力梯度就可以忽略, 那么式(3) 就可以简化为:

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(H^3 G_\varphi \frac{\partial P^*}{\partial \varphi} \right) = -\frac{1}{4} \varepsilon (1 - 2\theta') \sin \varphi + \frac{1}{2} \varepsilon' \cos \varphi \quad (4)$$

对式(4) 积分两次就可以得到 P*(φ) 的表达式:

$$P^* = \frac{1}{4G_\varphi} \varepsilon (1 - 2\theta') \int \frac{\cos \varphi}{(1 + \varepsilon \cos \varphi)^3} d\varphi + \frac{1}{2G_\varphi} \varepsilon' \int \frac{\sin \varphi}{(1 + \varepsilon \cos \varphi)^3} d\varphi + \frac{1}{G_\varphi} C_1 \int \frac{1}{(1 + \varepsilon \cos \varphi)^3} d\varphi + C_2 \quad (5)$$

式中的两个积分常数 C₁ 和 C₂ 可由以下方法确定:

当 φ = φ_c, ∂P*/∂φ = 0, C₁ 可以求出:

$$C_1 = -\frac{1}{4} \varepsilon (1 - 2\theta') \cos \varphi_c - \frac{1}{2} \varepsilon' \sin \varphi_c \quad (6)$$

当 φ = φ_i, P* = P_i, C₂ 可以求出:

$$C_2 = P_i - \frac{1}{4G} \varepsilon (1 - 2\theta') \frac{1}{2(1 - \varepsilon^2)^{\frac{5}{2}}} \times (-3\varepsilon\alpha_i + 2(1 + \varepsilon^2) \sin \alpha_i - \varepsilon \sin \alpha_i \cos \alpha_i) + \frac{1}{2G_\varphi} \varepsilon' \frac{1}{2\varepsilon} \frac{1}{(1 + \varepsilon \cos \varphi_i)^2} + \frac{1}{G_\varphi} C_1 \frac{1}{(1 - \varepsilon^2)^{5/2}} \left(\alpha_i - 2\varepsilon \sin \alpha_i + \frac{1}{2} \varepsilon^2 \sin \alpha_i \cos \alpha_i + \frac{1}{2} \varepsilon^2 \alpha_i \right) \quad (7)$$

利用另外两个边界条件可以求出油膜的起始边和破裂边, 即: 当 φ = φ_s, P* = 0, φ_s 可以求出; 当 φ = φ_c, P* = 0, φ_c 可以求出。

通过以上步骤可以得到 P*(φ), 利用变分原理可以求得 ζ(λ)。

为了表达方便, 可将式(3) 写为如下形式:

$$E(P) = f \quad (8)$$

式中:

$$E(P) = -\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(H^3 G_\varphi \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right) - \left(\frac{d}{B} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(H^3 G_z \frac{\partial P}{\partial \lambda} \right),$$

$$f = \frac{1}{4} \varepsilon (1 - 2\theta') \sin \varphi - \frac{1}{2} \varepsilon' \cos \varphi.$$

式(8) 定义在平面(φ, λ) 的有界区域 Ω 上, 边界 -Γ, 设 H¹(Ω) 是 Soblev 空间, B(u, v): H¹(Ω) × H¹(Ω) → R 是强制对称连续双线性泛函。

$$B(u, v) = \iint_{\Omega} H^3 \left[G_\varphi \frac{\partial u}{\partial \varphi} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \left(\frac{B}{d} \right)^2 G_z \frac{\partial u}{\partial \lambda} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right] d\Omega, \quad u, v \in H^1(\Omega) \quad (9)$$

式中: f(v) — H¹(Ω) 上的线性连续泛函:

$$f(v) = \iint_{\Omega} f v d\Omega, v \in H^1(\Omega) \quad (10)$$

定义二次泛函:

$$J(v) = \frac{1}{2} B(u, v) - f(v), v \in H^1(\Omega) \quad (11)$$

根据润滑力学第一变分原理, 满足式(8) 的解 P 满足如下泛函极值问题:

令

$$P \in K, J(P) = \min_{v \in K} J(v) \quad (12)$$

式中: 检验函数集 K — H¹(Ω) 中非空闭凸集。

反之, 若 P 是式(12) 的解, 且 P ∈ C²(Ω) (表示定义在 Ω 上二阶连续可导函数的全体), 则 P 也是式(8) 的解。

油膜压力只存在于油膜收敛区, 则式(12) 只在 φ_s ≤ φ ≤ φ_c 和 -1 ≤ λ ≤ 1 范围内成立。

将试验函数 P(φ, λ) = P*(φ)ζ(λ) 代入式(11) 可得:

$$J(P) = \int_{-1}^1 d\lambda \int_{\varphi_s}^{\varphi_c} \frac{H^3}{2} \left[G_\varphi \zeta^2(\lambda) \left[\frac{\partial P^*(\varphi)}{\partial \varphi} \right]^2 + \left(\frac{d}{B} \right)^2 G_z [P^*(\varphi)]^2 \left[\frac{\partial \zeta(\lambda)}{\partial \lambda} \right]^2 \right] d\varphi - \int_{-1}^1 \zeta(\lambda) d\lambda \int_{\varphi_s}^{\varphi_c} f P^*(\varphi) d\varphi \quad (13)$$

令:

$$\begin{cases} V = G_z \int_{\varphi_s}^{\varphi_c} H^3 [P^*(\varphi)]^2 d\varphi \\ W = G_\varphi \int_{\varphi_s}^{\varphi_c} H^3 \left[\frac{dP^*(\varphi)}{d\varphi} \right]^2 d\varphi \\ K = - \int_{\varphi_s}^{\varphi_c} f P^*(\varphi) d\varphi \end{cases} \quad (14)$$

将式(14) 代入式(13) 得:

$$J(P) = \int_{-1}^1 \left[\frac{W}{2} \zeta^2(\lambda) + \frac{V}{2} \left(\frac{d}{B} \right)^2 \left(\frac{d\zeta(\lambda)}{d\lambda} \right)^2 + K \zeta(\lambda) \right] d\lambda \quad (15)$$

对式(15)取一阶变分,由极值条件得:

$$\delta J(P) = \int_{-1}^1 \left[-V \left(\frac{d}{B} \right)^2 \frac{d^2 \zeta(\lambda)}{d\lambda^2} + W \zeta(\lambda) + K \right] \delta \zeta(\lambda) d\lambda = 0 \quad (16)$$

由于 $P^*(\varphi)$ 符合一阶变分条件,故有 $W = -K$ 。式(16)变为:

$$\frac{d^2 \zeta(\lambda)}{d\lambda^2} - \frac{W}{V} \left(\frac{B}{d} \right)^2 [\zeta(\lambda) - 1] = 0 \quad (17)$$

由式(17)即可求解出 $\zeta(\lambda)$:

$$\zeta(\lambda) = 1 - \frac{\cosh(\sqrt{C}\lambda)}{\cosh(\sqrt{C})} = 1 - \frac{\cosh\left[\frac{B}{d} \left(\frac{W}{V} \right)^{1/2} \lambda \right]}{\cosh\left[\frac{B}{d} \left(\frac{W}{V} \right)^{1/2} \right]} \quad (18)$$

通过以上的方 法,油膜压力分布函数 $P(\varphi, \lambda)$ 最终被求出。对油膜压力分布函数进行如下积分便可以求出径向和切向无量纲油膜力 F_r 和 F_t :

$$\begin{cases} F_r = - \int_{-1}^1 \int_{\varphi_s}^{\varphi_c} P \cos \varphi d\varphi d\lambda \\ F_t = - \int_{-1}^1 \int_{\varphi_s}^{\varphi_c} P \sin \varphi d\varphi d\lambda \end{cases} \quad (19)$$

以上推导是基于 360° 圆轴承,没有考虑轴承的温粘效应。由径向和切向油膜力可以进一步求出 x 和 y 方向的油膜力:

$$\begin{cases} F_x = F_t \cos \theta + F_r \sin \theta \\ F_y = -F_t \sin \theta + F_r \cos \theta \end{cases} \quad (20)$$

以上油膜力的计算流程图如图 3 所示。

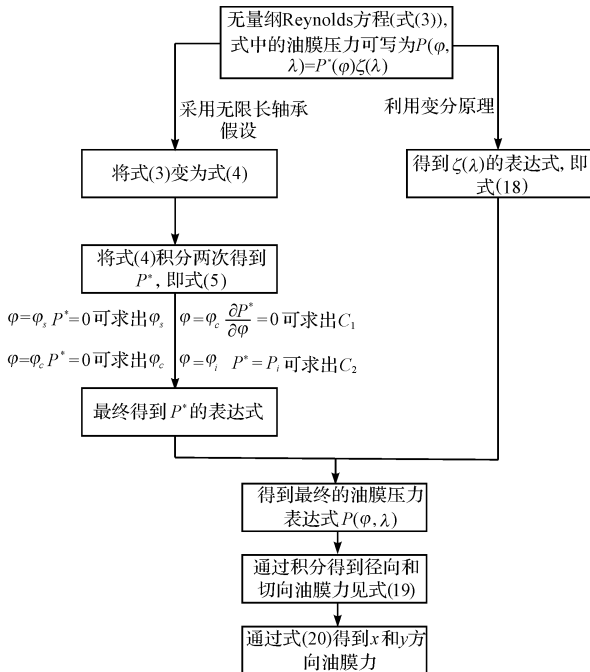
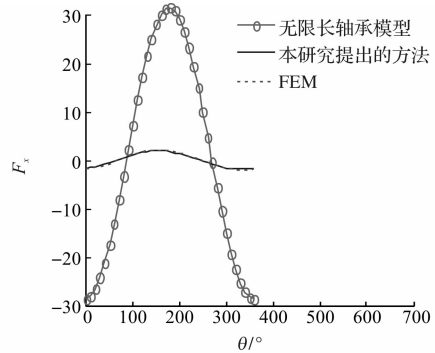


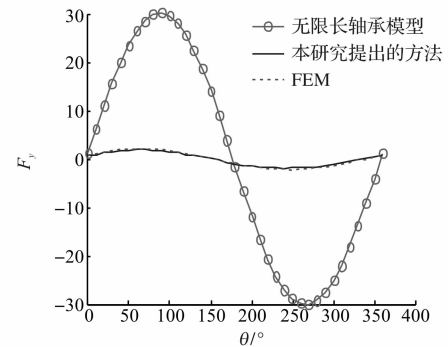
图 3 计算流程图

3 数值算例

本研究在第 2 节中给出了具有进油口有限长滑动轴承油膜力的解析表达式,首先利用 FEM 验证本研究提出的方法。其参数如下:偏心率 $\varepsilon = 0.4$,轴颈在 x 和 y 方向的速度分别为 $x' = 0.01$ 和 $y' = 0$,轴承的宽径比 $B/d = 1$, $\varphi_i = 0$, $P_i = 0.1$ 。本研究方 法计算的油膜力、无限长轴承模型计算的油膜力和 FEM 计算的油膜力的比较如图 4 所示。



(a) 当 $B/d=1$ 时, 本研究方 法、有限长轴承模型、有限元计算的 F_x 的比较



(b) 当 $B/d=1$ 时, 本研究方 法、有限长轴承模型、有限元计算的 F_y 的比较

图 4 本研究提出方法的计算结果和有限元计算的结果的比较

从图 4 可以看出,本研究提出的计算油膜力的方法与 FEM 的计算结果非常吻合。

笔者在此基础上研究了油膜力随进油压力和进油口位置的变化。在不同的进油压力下,油膜起始边、破裂边的位置、偏位角的位置随轴颈偏心的变化如图 5 所示。

其参数如下:进油压力 $P_i = 0.1, 0.5, 0.8$,轴颈处 x 和 y 方向的速度分别为 $x' = 0.01, y' = 0.01$ 。轴承的宽径比 $B/d = 0.8$,偏位角 $\theta = \pi/3$,进油口位置 $\varphi_i = 0$ 。从图 5(a) 中可以看出,当轴颈的偏心很小的时候(偏心几乎接近 0),油膜的破裂区就出现了。从图 5(b) 中可以看出,当轴颈的偏心超过大约 0.2 时,破裂区就出现了,即当偏心小于 0.2 时,油膜存在于轴承整个 2π 区域内。同理,从图 5(c) 中可以看出,当轴颈的偏心超过大约 0.3 时,破裂区就出现了,即当偏心小

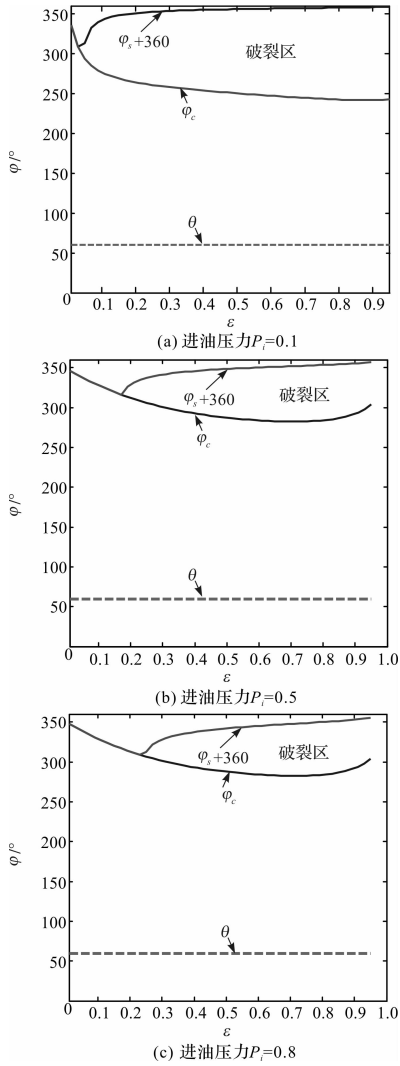


图 5 当进油压力 $P_i = 0.1, 0.5, 0.8$, 偏心变化时, 油膜在整个轴承圆周上的分布

于 0.3 时, 油膜存在于轴承整个 2π 区域内。将图 5(a) 与 5(b)、5(c) 进行比较时发现, 随着进油压力的增大, 破裂区在逐渐的减小。

在不同进油压力的情况下, 油膜压力在轴承整个 2π 区域内的分布如图 6 所示。

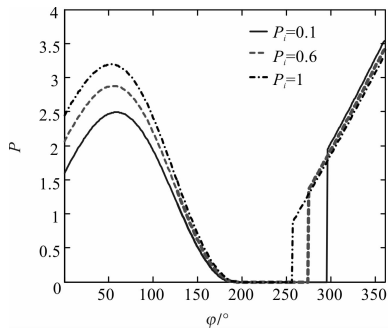


图 6 当进油压力 $P_i = 0.1, 0.6, 1$ 时, 油膜压力在整个轴承圆周上的分布

具体的参数如下: 进油压力 $P_i = 0.1, 0.6, 1$, 轴向坐标 $\lambda = 0$, 轴颈处 x 和 y 方向的速度分别为 $x' = 0.01, y' = 0.01$ 。

$= 0.01$ 。轴承的宽径比 $B/d = 0.8$, 偏位角 $\theta = \pi/3$, 进油口位置 $\varphi_i = 0$, 轴颈的偏心 $\varepsilon = 0.5$ 。从图 6 可以看出, 油膜压力的峰值随着进油压力的增大而增大。

在不同进油口位置的情况下, 油膜的起始边、破裂边随轴颈偏心的变化如图 7 所示。

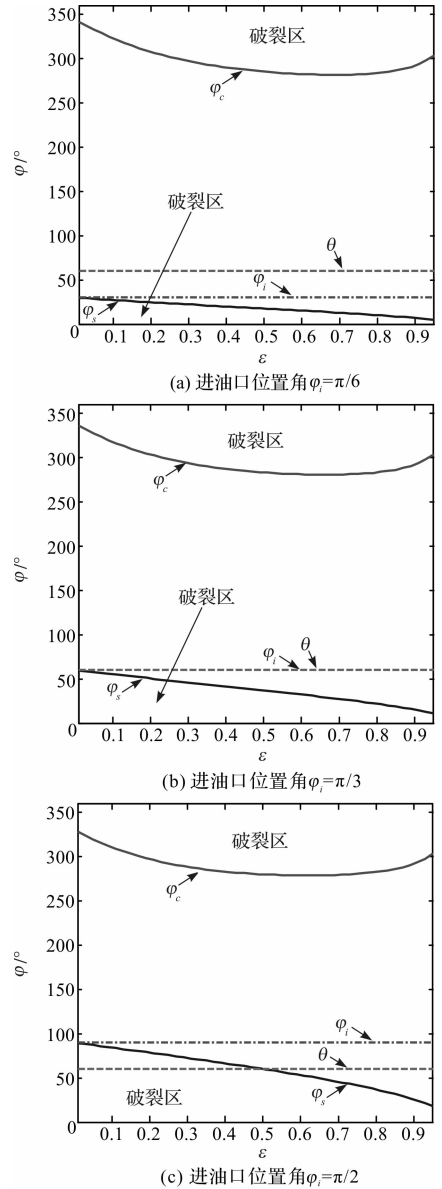


图 7 进油口位置角 $\varphi_i = \pi/6, \pi/3, \pi/2$, 偏心变化时, 油膜在整个轴承圆周上的分布

其参数如下: 进油口位置角 $\varphi_i = \pi/6, \pi/3, \pi/2$, 进油压力 $P_i = 0.1$, 轴颈处 x 和 y 方向的速度分别为 $x' = 0.01, y' = 0.01$ 。轴承的宽径比 $B/d = 0.8$, 偏位角 $\theta = \pi/3$ 。从图 7(a)、7(b) 和 7(c) 中可以看出, 破裂区始终都存在, 而且随着进油口位置角的增大而增大。同时也可以看出, 油膜的起始边随着进油口位置角的增大而增大, 但是破裂边的变化比较小。

在不同进油位置的情况下, 油膜压力在轴承整个

2π 区域内的分布如图 8 所示。

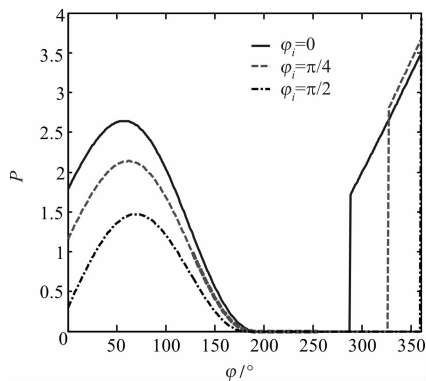
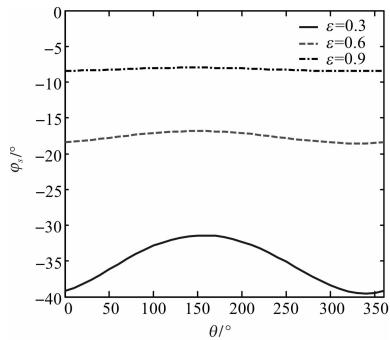


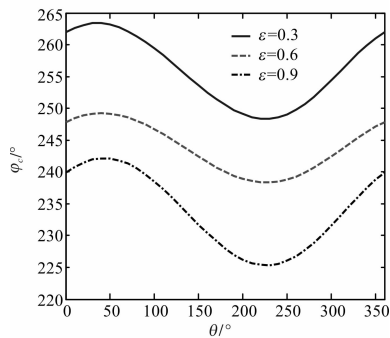
图 8 进油口位置角 $\varphi_i = 0, \pi/4, \pi/2$ 时,油膜压力在整个轴承圆周上的分布

参数如下:进油口位置 $\varphi_i = 0, \pi/4, \pi/2$,进油压力 $P_i = 0.3$,轴向坐标 $\lambda = 0$,轴颈处 x 和 y 方向的速度分别为 $x' = 0.01, y' = 0.01$ 。轴承的宽径比 $B/d = 0.8$,偏位角 $\theta = \pi/3$,轴颈的偏心 $\varepsilon = 0.5$ 。从图 8 可以看出油膜压力的峰值随着进油口位置角的增大而减小。

在不同偏心的情况下,油膜起始边 φ_s 和破裂边 φ_c 随偏位角的变化如图 9 所示。



(a) 油膜起始边随偏位角的变化



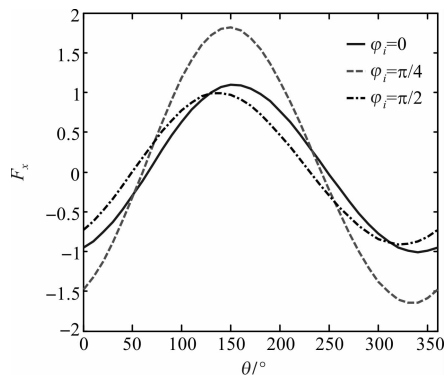
(b) 油膜破裂边随偏位角的变化

图 9 油膜起始边和终止边随偏位角的变化

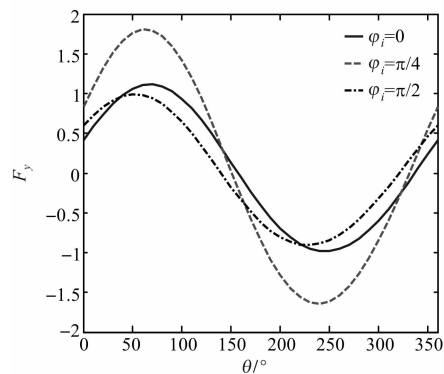
具体的参数如下:轴颈的偏心 $\varepsilon = 0.3, 0.6, 0.9$,轴颈处 x 和 y 方向的速度分别为 $x' = 0.01, y' = 0.01$ 。轴承的宽径比 $B/d = 0.8$,进油压力 $P_i = 0.5$,进油口位置 $\varphi_i = 0$ 。从图 9(a) 和 9(b) 中可以看出,油膜的起始边和破裂边在一个特定的范围内,即 $(\varphi_c - 2\pi) <$

$\varphi_s \leq \varphi_i, \pi \leq \varphi_c \leq (2\pi + \varphi_i)$ 。当偏心由 0.3 增大到 0.9 时,油膜的起始边逐渐增大,但是油膜破裂边的变化趋势相反,即偏心增大时,油膜破裂边减小。

在不同进油孔位置的情况下,无量纲油膜力 F_x 和 F_y 随偏位角的变化如图 10 所示。



(a) x 方向油膜力随偏位角的变化



(b) y 方向油膜力随偏位角的变化

图 10 进油口位置角 $\varphi_i = 0, \pi/4, \pi/2$ 时,油膜力随偏位角的变化

参数如下:进油口位置 $\varphi_i = 0, \pi/4, \pi/2$,进油压力 $P_i = 0.3$,轴颈处 x 和 y 方向的速度分别为 $x' = 0.01, y' = 0.01$ 。轴承的宽径比 $B/d = 0.8$,轴颈的偏心 $\varepsilon = 0.5$ 。从图 10(a) 和 10(b) 可以看出,当 $\varphi_i = \pi/4$ 时,油膜力 F_x 和 F_y 的峰值出现最大值。由此可以看出,随着进油口位置角的增大,油膜力 F_x 和 F_y 的峰值呈现先增大后减小的趋势。

在不同进油压力的情况下,无量纲油膜力 F_x 和 F_y 随偏位角的变化如图 11 所示。

具体参数如下:进油压力 $P_i = 0.1, 0.6, 1$,轴颈处 x 和 y 方向的速度分别为 $x' = 0.01, y' = 0.01$ 。轴承的宽径比 $B/d = 0.8$,进油口位置 $\varphi_i = 0$,轴颈的偏心 $\varepsilon = 0.5$ 。从图 11(a) 和 11(b) 中可以看出,油膜力 F_x 和 F_y 的峰值随着进油压力的增大而减小。

4 结束语

(1)在层流状态下,笔者研究了具有进油口的有

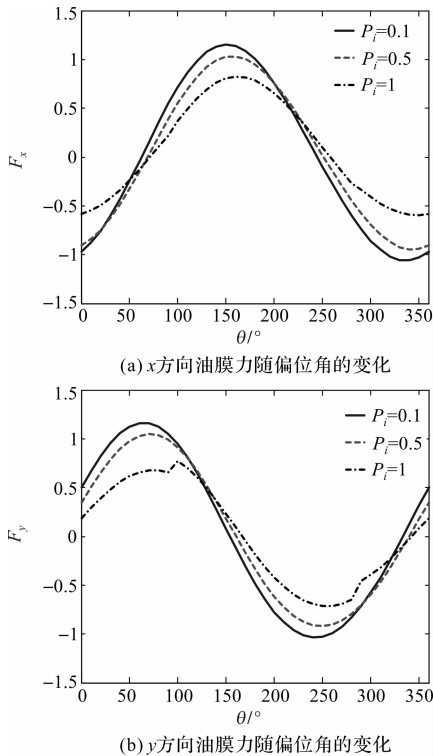


图 11 进油压力 $P_i = 0.1, 0.5, 1$ 时,油膜力随偏位角的变化

限长滑动轴承非线性油膜力。首先,基于变分原理,本研究运用分离变量法求得了有限长滑动轴承非线性油膜力的近似解析表达式。在实际中,滑动轴承油膜的存在区域并非‘ π ’区域,所以假设油膜的实际存在区域是未知的(即油膜的起始边和破裂边是未知的),故需要迭代求解油膜存在区域的起始边和破裂边,最后得到具体的非线性油膜力近似解析表达式。

(2)笔者基于求得的非线性油膜力近似解析表达式,分别研究了进油压力和进油口位置对油膜压力分布和油膜存在区域(起始边和破裂边)的影响。研究结果表明进油压力和进油位置对油膜压力分布和油膜存在区域的影响较大,这在工程实际中具有一定的指导意义。

参考文献 (References):

[1] 冯 利,马金平,李炳涛. 某型燃气轮机转子振动特性分析[J]. 机电工程技术,2012,41(12):62-64.

- [2] 何 闻,梅德庆,边耐欣,等. 大型汽轮发电机组基础-地基系统研究历史及发展[J]. 机电工程,1999,16(5):209-211.
- [3] 刘建华,尚囚青,张永革,等. 升压式涡轮振动原因分析及采取措施[J]. 机电工程技术,2015,44(8):168-170.
- [4] 陈文华,张征林,马子魁,等. 数控绕线机高速主轴单元的动力学分析[J]. 机电工程,2007,24(11):32-34.
- [5] 高庆水,马文生,陈照波,等. Sommerfeld 数对滑动轴承动力学系数影响研究[J]. 哈尔滨工程大学学报,2015,36(2):228-231.
- [6] 孙保苍,叶启海,邱飞宇. 含松动与碰摩的转子-轴承系统非线性行为分析[J]. 润滑与密封,2007,32(5):30-33.
- [7] 陈 红,张晓伟,李小彭,等. 不对称润滑对碰摩转子-轴承系统的动力学影响[J]. 振动、测试与诊断,2005,25(1):13-16,70.
- [8] 黑 棣,郑美茹,贾 良,等. 圆盘质量变化转子系统的非线性动力学行为[J]. 中北大学学报,2011,32(4):470-476.
- [9] 吴华根,罗江锋,关丽莹,等. 螺杆空压机转子受力有限元计算研究[J]. 液体机械,2014,42(2):43-46.
- [10] 黑 棣,郑美茹. 基于 Wilson- θ 法的柔性转子系统的动力学分析[J]. 中国机械工程,2011,22(24):2918-2922.
- [11] 徐武彬,王镇江,陈其兵,等. 基于 Sommerfeld 数的滑动轴承转子系统稳定性分析[J]. 中国机械工程,2009,20(23):2875-2879.
- [12] 杨金福,杨 昆,于达仁,等. 滑动轴承非线性油膜力研究[J]. 振动工程学报,2005,18(1):118-123.
- [13] 史冬岩,张 成,任龙龙,等. 滑动轴承压力分布及动特性系数[J]. 哈尔滨工程大学学报,2011,32(9):1134-1139.
- [14] VIGNOLO G G, BARILÁ D O, QUINZANI L M. Approximate analytical solution to Reynolds equation for finite length journal bearings [J]. *Tribol Int*, 2011, 44 (10): 1089-1099.
- [15] HIRANI H, ATHRE K, BISWAS S. Dynamically loaded finite length journal bearings: analytical method of solution [J]. *ASME J Tribol*, 1999, 121(4):844-82.
- [16] 王永亮,刘占生,钱大帅,等. 有限长椭圆瓦轴承油膜力近似解析模型[J]. 航空动力学报,2012,27(2):265-274.
- [17] 王永亮,刘占生. 圆瓦滑动轴承油膜力近似解析模型[J]. 中国电机工程学报,2011,31(29):110-117.

[编辑:李 辉]

本文引用格式:

黑 棣,郑美茹. 考虑进油孔有限长滑动轴承油膜力的近似解析解[J]. 机电工程,2016,33(11):1315-1321.

HEI Di, ZHENG Mei-ru. Approximate solution of nonlinear oil film forces of finite length slide journal bearing by considering oil inlet hole [J]. *Journal of Mechanical & Electrical Engineering*, 2016,33(11):1315-1321.

《机电工程》杂志: <http://www.meem.com.cn>