

新型静压气体球轴承的超声速现象研究

王福生, 包钢

(哈尔滨工业大学机电工程学院, 150080, 哈尔滨)

摘要: 针对静压气体球轴承的供气孔附近产生超声速区而导致气膜内的压力急剧降低, 从而影响轴承承载性能的问题, 提出一种基于计算流体动力学(CFD)、可压缩气体三维湍流全 N-S 方程的数值解法. 在 N-S 方程中, 气体动力黏度为温度的函数, 保留了对高速气体流动有重要惯性影响的对流项. 将可实现的 $k-\epsilon$ 湍流模型引入到一种新型静压气体球轴承的数值模拟中, 分析了静压气体球轴承流道的 Ma 分布和跨声速压力分布特性, 结果表明: 用湍流模型对轴承流场分析所得结果与真实流场吻合较好; 气膜内 Ma 分布、压力分布和激波位置与供气压力、气膜间隙的大小等有关.

关键词: 超声速现象; 马赫数; 激波; 数值模拟

中图分类号: TH133. 36 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2011)05-0059-05

Supersonic Phenomenon of the New Type Externally Pressurized Spherical Air Bearings

WANG Fusheng, BAO Gang

(School of Mechatronics Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150080, China)

Abstract: The supersonic phenomenon near air supply inlets of externally pressurized spherical air bearings generates an undesirable pressure depression and then reduces their load-carrying capacity. In this study, a CFD-based analysis was performed to solve numerically the three-dimensional turbulence N-S equations for compressible air flow. The molecular viscosity of the working fluid is regarded as a function of temperature and the convective terms are retained in the N-S equations. The characteristics of the Mach number distribution and pressure distribution of the spherical air bearings were discussed using the realizable $k-\epsilon$ turbulent model in the numerical simulation of a new type of externally pressurized spherical air bearing. The results indicate that predictions agree well with the real flow of the bearings, and the Mach number distribution, the pressure distribution and shock wave position are related to air supply pressure and bearing clearance.

Keywords: supersonic phenomenon; Mach number; shock wave; numerical simulation

自 20 世纪 60 年代以来, 由于静压气体轴承具有回转精度高、摩擦力小、能在非常恶劣的环境下工作等优点, 所以在高精度测量仪器、精密机械、空间技术、电子工业、微机电系统(MEMS)等领域得到了广泛的应用^[1]. 但是, 在气膜厚度增加、供气压力升高或质量流量增加的情况下, 供气孔附近的入口

区域会出现超声速区, 从而导致气膜内的压力急剧降低, 并严重影响轴承的承载性能^[2].

许多学者对静压气体轴承的超声速现象进行了理论和实验研究, 如: Mori^[3]以单供气孔平行圆盘推力轴承为例对气膜内的超声速现象进行了详细研究; Stahler^[4]采用自由水表面模拟法模拟了静压圆

盘和矩形轴承内产生的激波;Dowson^[5]的实验进一步证实了超声速流过渡到亚声速流时存在激波的现象;Salem等^[6]对单供气孔静压球轴承的超声速现象进行了理论研究,认为球轴承可以采用较高的供气压力和较大的气隙而不会出现激波.最近,Yoshimoto等^[7]对圆盘静压气体轴承气膜内的压力分布进行了数值模拟和实验研究,认为从超声速到亚声速的过渡是湍流转变为层流的过程,流场中不存在正激波.

在供气压力低、气膜间隙小的情况下,静压气体轴承的流场采用可压缩绝热流动的雷诺气体润滑方程计算,可以满足工程精度要求.随着气膜厚度的增加和供气压力的升高,供气孔出口与气膜相接处的气体流动方向将发生剧大的变化,受供气孔附近激波/边界层的相互作用,流场呈现较强的三维特性,超出了雷诺方程所适用的条件.因此,本文提出了一种基于计算流体动力学(CFD)的可压缩气体三维湍流全 N-S 方程的数值解法.在 N-S 方程中,气体动力黏度为温度的函数,并保留了对高速气体流动具有重要惯性影响的对流项,同时将可实现的 $k-\epsilon$ 湍流模型引入到一种新型静压气体球轴承的数值模拟之中,来分析静压气体球轴承流道的 Ma 分布和跨音速压力分布特性,从而揭示气膜超声速状态下的流场特性.

1 静压气体球轴承结构

新型静压气体球轴承的结构如图1所示.图中: r_1 为球头半径, O_1 为球头球心;球头正下方连接一扭杆,扭杆直径为 d_1 ; r_2 为球窝半径, O_2 为球窝球心,球窝中心孔直径为 d_2 ,球窝包角为 θ_2 ; θ_1 为供气孔包角,6个供气孔沿圆周均布,直径为 d_0 ; h 为中心气膜厚度.供气压力为 p_s 的气体通过供气孔和气膜间隙形成节流后流出气膜边界,压力降为大气压力 p_a .

2 流场数学模型

2.1 控制方程

本文求解可压缩流体三维湍流全 N-S 方程的守恒形式.三维全 N-S 方程在笛卡尔坐标系中的表达式如下.

(1)连续性方程

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

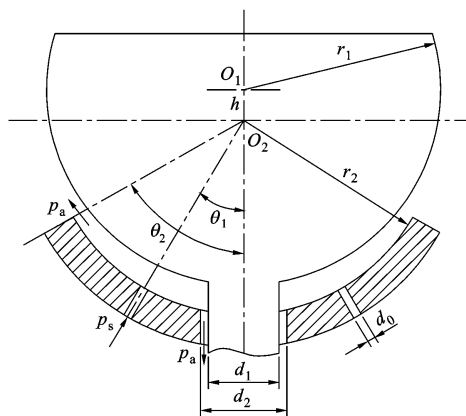


图1 静压气体球轴承结构

(2)动量方程

$$\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_i} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{u_l}{x_l} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (2)$$

(3)能量守恒方程

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (u_j (\rho e + P)) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\kappa_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{u_l}{x_l} \right) \right] \quad (3)$$

式中: $i=1,2,3$ 和 $j=1,2,3$ 分别表示坐标轴(x,y,z)的3个分量; ρ 为气体密度; u_i, u_j 为 i 向、 j 向时均速度分量; u'_i, u'_j 为 i 向、 j 向脉动速度分量; P 为平均压力; μ 为气体动力黏度; T 为绝对温度.

Reynolds 应力相对于平均速度梯度的关系(式(2)中的 Reynolds 应力项^[8])为

$$\rho \overline{u'_i u'_j} = \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} - \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

式中: μ_t 为湍动黏度; δ_{ij} 为克罗内克符号(当 $i=j$ 时, $\delta_{ij}=1$;当 $i \neq j$ 时, $\delta_{ij}=0$); k 为湍动能, $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$.

式(3)中流体微团的总能 e 和有效导热系数 κ_{eff} 的表达式分别为

$$e = c_p \frac{P}{\rho R} - \frac{P}{\rho} + \frac{u_1^2 + u_2^2 + u_3^2}{2} \quad (5)$$

$$\kappa_{\text{eff}} = \kappa + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \quad (6)$$

式中: c_p 为理想气体的比热容; κ 为层流导热系数; R 为气体常数; Pr_t 为能量的湍动 Prandtl 数,对于气体, $Pr_t=0.85$ ^[9].式(6)中右边第2项表示湍流导热

系数.

2.2 湍流模型

将标准 $k-\epsilon$ 模型应用于强旋流或时均应变率特别大的情形时,会出现失效,有可能导致负的正应力.为了使流动符合湍流的物理定律,需要对正应力进行某种数学约束^[10],因此本文提出了可实现的 $k-\epsilon$ 模型^[11].在湍动能 k 的基础上引入一个关于湍动耗散率 ϵ 的方程,便形成了 $k-\epsilon$ 方程模型.在可实现的 $k-\epsilon$ 模型中,湍动黏度 μ_t 可表示为 k 和 ϵ 的函数,即

$$\mu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \tag{7}$$

关于 k 和 ϵ 的输运方程为

$$\frac{\partial u_i k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \epsilon \tag{8}$$

$$\frac{\partial u_i \epsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) + C_2 \mu_t \frac{\epsilon^2}{k + (\mu_\epsilon)^{1/2}} \tag{9}$$

式中:系数 C_2 、 σ_k 和 σ_ϵ 都是经验常数.

2.3 边界条件

进出口边界分别为压力入口、压力出口,设定进、出口边界的湍流强度为 7%.利用壁面函数法对黏性底层进行求解,利用 $k-\epsilon$ 模型对过渡层和对数率层进行求解.对称边界上垂直边界的速度为 0,其他物理量的值在该边界内外是相等的,即计算域外紧邻边界节点的值等于对应的计算域内紧邻边界节点的值.

3 计算结果及分析

本节以供气孔中心为起点,沿分析截面径向向外(图 2 中箭头方向)为例,对轴承气膜的超声速现象进行分析.

气体球轴承的结构参数如下:球头半径等于球窝半径,即 $r_1=r_2=50\text{ mm}$,供气孔包角 $\theta_1=30^\circ$;球窝外包角 $\theta_2=60^\circ$;供气孔直径 $d_0=1\text{ mm}$;球窝中心孔直径 $d_2=10\text{ mm}$;与球头相连的扭杆直径 $d_1=9\text{ mm}$.气体参数设置如下:环境温度 $t=20\text{ }^\circ\text{C}$,环境压力为标准大气压,空气密度 $\rho_a=1.26\text{ kg/m}^3$,动力黏度 $\mu=1.833\times10^{-5}\text{ Pa}\cdot\text{s}$.

3.1 湍流模型有效性分析

气体轴承流场模拟 CFD 分析的有效性和准确性已被大量文献所验证^[1,12].当 $p_s=0.6, 0.9\text{ MPa}$ (绝对压力)时,计算的单个供气孔质量流量与气膜入口处(以气膜厚度 h 为高的供气孔圆周所形成的直径为 d_0 的环形截面)的 Re 如表 1 所示.从表中可

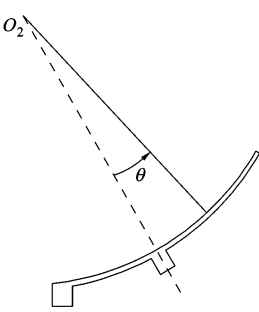


图 2 轴承分析截面

以看出,只有当 $p_s=0.6\text{ MPa}$ 、 $h=60\text{ }\mu\text{m}$ 时,气膜入口 $Re<3\text{ }000$.由文献[13]可知,其他流动均为湍流.

表 1 质量流量和 Re

p_s/MPa	$h/\mu\text{m}$	Re	质量流量/ $10^{-4}\text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$
0.6	60	2 411	2.77
	80	3 276	3.77
	100	4 126	4.75
0.8	60	3 481	4.01
	80	4 699	5.41
	100	5 907	6.80

采用 16 通道数字压力扫描阀对气体球轴承气膜内的压力进行了测定,实验中在进气孔周围布置了密集的测压点,多点同时测量.图 3 为 $p_s=0.6\text{ MPa}$ 时,以供气孔为中心沿气膜径向的压力分布数值模拟与实验结果的对比.从图 3 可以看出:采用本文 $k-\epsilon$ 湍流模型计算的最低点、压力恢复过程和压力恢复最高点更接近实验测试结果;在气膜压力由最低恢复到最高的过程中,采用层流模型的数值结果存在较大误差,压力回升过程被拉长,原因是,气膜厚度越大,供气孔附近流动状态就越复杂,真实流场和层流模型模拟结果的差距也越大.表 1 和图 3 说明,采用本文 $k-\epsilon$ 湍流模型对轴承流场进行分析时,结果更精确,也更符合气膜的真实流动.

3.2 超声速现象研究

$p_s=0.9\text{ MPa}$ 、 $h=60, 80, 100\text{ }\mu\text{m}$ 时,供气孔附近径向 Ma 等值线分布如图 4 所示,径向流道的 Ma 分布如图 5 所示.从图 4 可以看出,气体在气膜入口附近 Ma 沿径向快速增大,由亚声速流进入到超声速流,然后又快速下降为亚声速流.原因是:在气膜入口处,气体产生膨胀波且方向发生转折,速度急剧加快,压力急剧下降;距气膜入口的不远处,超声速流受壁面压缩产生压缩波,气流速度快速降至亚声

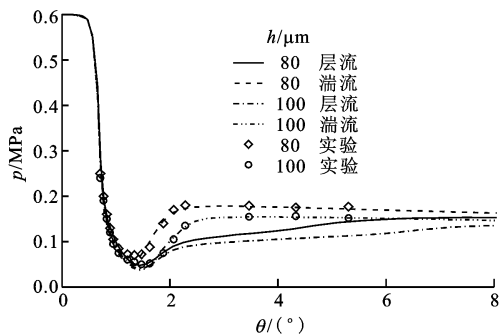
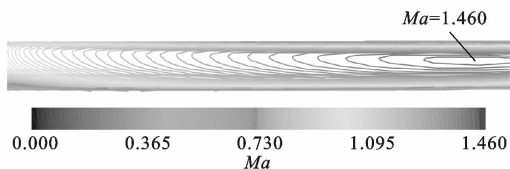
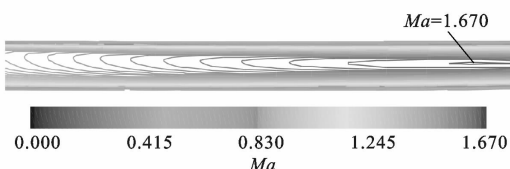
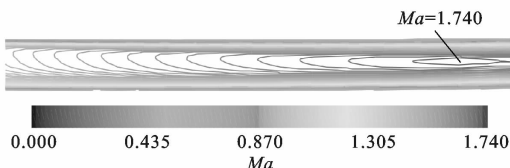


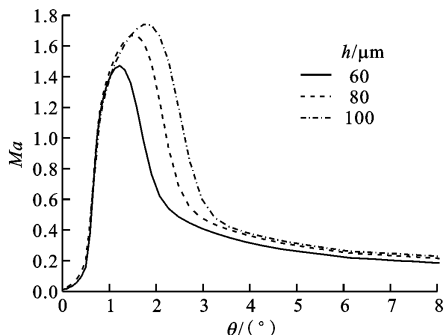
图3 供气压力为 0.6 MPa 时气膜的径向压力分布

(a) $h = 60 \mu\text{m}$ (b) $h = 80 \mu\text{m}$ (c) $h = 100 \mu\text{m}$ 图4 供气孔附近的径向 Ma 等值线分布

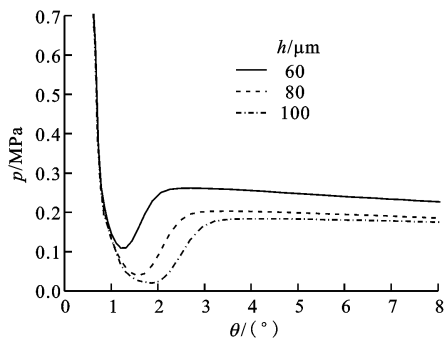
速. 由图 5 可见: 随着气膜厚度的增加, Ma 的最大值位置远离气膜入口; 出现声速流的位置靠近气膜入口, 只是移动的距离很小. 气体轴承的流道恰似常用的拉法尔喷管^[8], 声速流应该首先出现在流道喉口位置. 声速流的位置靠近气膜入口, 说明流道的喉口位置随着气膜厚度的增加也向气膜入口靠近. 出现这种现象的原因是, 气体进入气膜间隙时, 气流方向不是垂直于气膜入口截面, 对于不同的气膜间隙, 气流方向与气膜入口截面的夹角也有所不同.

节流孔通向气膜的转角处的气流流动类似气流沿外折壁面的流动, 气流速度增大, 压力、密度和温度急剧减小. 气体的过分膨胀和流动方向变化, 使得气膜内产生激波. 轴承气膜内的流动属于小间隙流动, 边界层和黏性的影响不能忽略, 所以此时的激波

为拟激波, 在超声速终端与亚声速的起始边界是激波位置, 如图 5 所示, 从中可以看出: 经过拟激波的 Ma 变化较平缓; 随着气膜厚度的增加, 激波位置远离气膜入口; 在激波后的气膜区域, Ma 首先下降到 0.5 左右, 而后继续下降到 0.3 以下.

图5 不同气膜厚度下的径向 Ma 分布

$p_s = 0.9 \text{ MPa}$, $h = 60, 80, 100 \mu\text{m}$ 时, 径向供气孔附近的压力分布如图 6 所示. 当 $h = 60 \mu\text{m}$ 时, 气膜入口附近出现了压力陡降. 随着 h 的增加, 激波前压力陡降的幅度和速度在增大, 压力最低点逐渐远离气膜入口, 且最低点对应的压力也逐渐降低, 其中 $h = 80, 100 \mu\text{m}$ 时出现负压. 这种压力损失一部分转化为气体的动能, 提高气体的运动速度, 另一部分是由于气流方向改变和节面突变而产生的局部压力损失. 激波后的压力回升幅度随 h 的增加而减小. 声速流首先出现在流道喉口位置, 气流流过喉口节面后发展为超声速流, 随流速继续增大, 压力继续降低^[14], 此时压力最低点滞后于喉口截面. 对比图 5 和图 6 可以看出, 流场压力最低点位置与 Ma 最大值位置相对应.

图6 不同 h 下的径向压力分布

$p_s = 0.6, 0.9, 1.1 \text{ MPa}$, $h = 80 \mu\text{m}$ 时, 供气孔附近径向向外流道的 Ma 分布如图 7 所示, 压力分布如图 8 所示. 图 7 表明: 随着供气压力的提高, 气膜入口截面上的 Ma 基本不变; Ma 最大值位置远

离气膜入口;喉口位置和出现声速流的位置远离气膜入口,只是移动的距离很小.此外,随着供气压力的提高,激波位置也远离气膜入口,激波前气膜起始区的 Ma 显著增加,激波后气膜区域的 Ma 也随之增加,但增加值较小.图8表明:随着 p_s 的提高,压力最低点逐渐远离气膜入口,且最低点对应的压力也逐渐降低,均出现负压;激波后压力回升幅度随 p_s 的提高略有增加,但与 p_s 增加值相比,压力回升增加值很小.

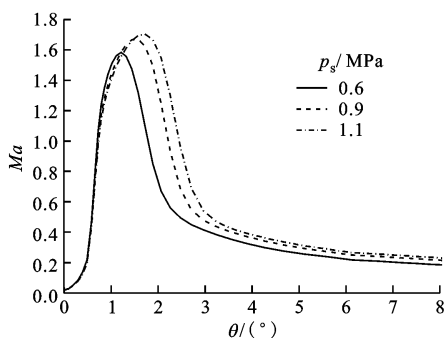


图7 不同 p_s 下的径向 Ma 分布

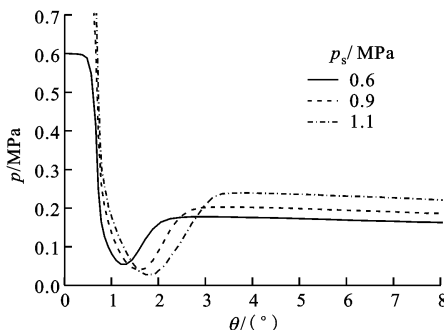


图8 不同 p_s 下的径向压力分布

从以上分析可以看出, p_s 增加、 h 增大都会导致气膜入口附近 Ma 的增加,压力陡降幅度增大,进而使气膜局部出现压力过低,甚至出现负压,进而影响气体球轴承的承载力和刚度,这对高压重载气体球轴承的开发是很不利的.因此,在球轴承设计过程中,应结合轴承的静态特性,根据承载力和刚度要求,尽量选择小轴承间隙及相应的工作压力,以减少超声速现象对轴承的承载力和刚度的影响.

4 结 论

(1)本文将可实现的 $k-\epsilon$ 湍流模型引入到新型静压气体球轴承的数值模拟中.与层流模型的计算结果相比较可知,采用本文模型计算的压力最低点位置、压力恢复过程和压力恢复最高点位置更接近

实验测试结果.

(2)当 p_s 增加、 h 增大时,静压气体球轴承间隙存在超声速流,且在气膜入口附近有膨胀波产生,使得气流速度快速增大,同时由亚声速流转变为超声速流. Ma 最大值随 p_s 的提高和 h 的增大而增加, Ma 最大值位置随 p_s 的提高和 h 的增大而远离气膜入口.

(3)声速流首先出现在流道喉口位置,出现声速流的位置随 h 增加而靠近气膜入口,随 p_s 提高而远离气膜入口.

(4)气膜入口不远处有压缩波和拟激波产生,气流速度由超声速快速降至亚声速.随着 h 的增加和 p_s 的提高,激波位置远离气膜入口,激波强度增加.激波后 Ma 随 h 的增加和 p_s 的提高略有增加;压力回升幅度随 h 的增加而减小,随 p_s 的提高略有增加.

参考文献:

- [1] ELESCHAKY M E. CFD investigation of pressure depressions in aerostatic circular thrust bearings [J]. Tribology International, 2009, 42(7): 1108-1117.
- [2] 王祖温, 孙昂. 静压气体轴承超声速现象的研究与发展 [J]. 机械工程学报, 2006, 42(1): 6-10.
WANG Zuwen, SUN Ang. Research and development for supersonic phenomenon of externally pressure gas lubrication bearings [J]. Chinese Journal of Mechanical Engineering, 2006, 42(1): 6-10.
- [3] MORI H. A theoretical investigation of pressure depression in externally pressurized gas lubricated circular thrust bearing [J]. Trans ASME: J Basic Engineering, 1961, 83(1): 201-208.
- [4] STAHER A F. Further comments on the pressure depression effect in externally pressurized gas-lubricated bearings [J]. Tribology, 1964, 7(4): 366-376.
- [5] DOWON D. Laboratory experiments and demonstrations in tribology-externally pressurized air lubricated thrust bearings [J]. Tribology, 1969, 2(24): 217-220.
- [6] SALEM E, KHALIL F. Choked flow in externally pressurized spherical gas bearings [J]. Wear, 1978, 47(1): 61-70.
- [7] YOSHIMOTO S, YAMAMOTO M, TODA K. Numerical calculations of pressure distribution in the bearing clearance of circular aerostatic thrust bearings with a single air supply inlet [J]. Journal of Tribology, 2007, 129(4): 384-390.

- [8] Fluent Inc. Fluent user's guide [M]. Ann Arbor, MI, USA; Fluent Inc. , 2003.
- [9] WHITE F M. Viscous fluid flow [M]. New York, USA; McGraw-Hill, 1974.
- [10] 王福军. 计算流体动力学分析: CFD 软件原理与应用 [M]. 北京: 清华大学出版社, 2004.
- [11] SHIH T H, LIOU W W, SHABBIR A, et al. A new $k-\epsilon$ eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulent flows model development and validation [J]. Comput Fluids, 1995, 24(3): 227-238.
- [12] CHEN X D, HE X M. The effect of the recess shape on performance analysis of the gas-lubricated bearing in optical lithography [J]. Tribology International, 2006, 39(11):1336-1341.
- [13] SALEM E A. Analysis and application of externally pressurized bearings [D]. Manchester, UK; University of Manchester, 1966.
- [14] 刘墩, 刘育华, 陈世杰. 静压气体润滑 [M]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 1990.

(编辑 苗凌)