

超薄膜磁头滑块气动力特性

傅仙罗 孙征

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘要 采用有限差分法对广义润滑方程进行数值求解, 计算出计算机磁头滑块压强场的分布情况。分析、研究了其稳态和动态气动力特性, 并将计算结果分别与求解一阶、二阶修正雷诺方程所得到的结果进行了比较, 得到如下三个结论: (1) 当飞行高度很小, 飞行速度较低时, 必须采用广义润滑方程进行磁头滑块的气动力计算, (2) 与广义润滑方程结果比较, 求解一阶修正雷诺方程所得到的计算结果总是偏高, 而求解二阶修正雷诺方程所得到的计算结果总是偏低。此外, 还解决了大压缩数下数值失稳问题, 使得压缩数可以计算到 120 万, 足以适应任何实际工程的需要。

关键词 广义润滑方程, 动态特性, 稳态特性, 磁头滑块

一、引言

当前, 磁头磁盘技术越来越向着小间隙、轻负荷、高稳定性等方面发展。为了提高磁记录密度, 就必须使得载有读/写头的气浮轴承滑块尽可能地接近磁盘表面。目前实际使用的磁盘机其空气膜的厚度已经由早期的几个微米减小到现在的 $0.1\sim 0.9\mu\text{m}$, 而且国外已经开始研制 0.1 微米以下的超薄气膜磁头。

在亚微米级飞行高度的磁头滑块润滑问题中, 当分子平均自由程与飞行高度相比已经不是小得可以忽略的情况下, 气膜流场已经不属于连续介质流体力学的范畴了。尤其是在超薄气膜的情况下, 雷诺方程便不再适用。因而, 人们对经典的雷诺方程加以修正, Burgreffer^[1] 在 $Kn \ll 1$ 的前提下提出了考虑速度滑移边界条件的一阶修正雷诺方程, Hsia 和 Domolo^[2] 推导出二阶修正雷诺方程, 为了研究超薄气膜流场的润滑问题, Fukui 和 Kaneko^[3,4] 推导出适用于超薄气膜润滑问题的广义润滑方程, 并采用数据库法对广义润滑方程进行了求解。

在各种润滑方程的求解过程中, 国际上最早是采用有限差分法, 而且比较成熟。但是, 随着磁记录设备的发展, 气膜厚度越来越薄, 努森数也越来越大, 采用有限差分法求解, 出现了数值不稳定现象和收敛性差等问题。国际上改用有限元法求解。考虑到有限差分法的优点, 我们仍坚持采用有限差分法对一阶、二阶修正雷诺方程和广义润滑方程进行了计算, 获得了成功, 使得在计算结果的稳定性和收敛性等多方面取得长足进展, 压缩数可以高达 120 多万, 大大超过了有限元法所能达到的范围。

本文于 1992 年 2 月 9 日收到, 1992 年 7 月 10 日收到修改稿

在上述试算中, $h_{\min}$ 已经减小到 $0.001 \mu\text{m}$ 。在这样小的间隙下, 分子平均自由程比 $h_{\min}$ 要大得多, 此时努森数 Kn 已不是远远小于 1。因此, 气膜内分子间的碰撞很少, 甚至没有, 而分子和壁面的碰撞成为主要因素。这样, 以滑流速度边界条件作为修正因素的修正雷诺方程在理论上已不再适用。所以, 在超薄气膜的情况下就必须以适用于任意努森数情况的广义润滑方程为基础, 来分析研究磁头滑块的气动力特性。本文对各润滑方程都进行了求解, 并将计算结果作了比较, 给出了磁头滑块一系列气动力特性曲线, 为新一代超薄膜磁头的设计、制造提供了理论根据。

二、控制方程

在超薄气膜润滑问题中, 以分子运动论为基础, 根据线性化的 Boltzmann 方程, 以分子扩散反射为边界条件, 解出超薄气膜内的宏观速度表达式, 运用质量守恒定律, 推导出适用于任意努森数情况的广义润滑方程, 并用它来描述高努森数条件下的气膜压强分布状态。无量纲形式的广义润滑方程如下:

$$B^2 \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \bar{Q} P H^3 \frac{\partial P}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ \bar{Q} P H^3 \frac{\partial P}{\partial Y} \right\} - \Lambda_b \frac{\partial(PH)}{\partial x} + \sigma_b \frac{\partial(PH)}{\partial T} \quad (1)$$

其中

$$X = \frac{x}{l} \quad Y = \frac{y}{b} \quad T = \omega_0 t$$

$$B = \frac{b}{l} \quad P = \frac{p}{p_a} \quad H = \frac{h}{h_0}$$

$$\Lambda_b = \frac{6\mu U b^2}{p_a h_0^3 l} \quad \sigma_b = \frac{12\mu \omega_0 b^2}{p_a h_0^3}$$

$$\bar{Q} = \bar{Q}(D, \alpha) = \frac{Q_i(D, \alpha)}{\bar{Q}_{\text{con}}(D)} \quad (i = 1, 2, 3)$$

$$Q_{\text{con}} = \frac{D}{6}$$

$$Q_1 = \frac{D}{6} + \frac{c\sqrt{\pi}}{2} \quad c = \frac{2-\alpha}{\alpha}$$

$$Q_2 = \frac{D}{6} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} + \frac{\pi}{4D}$$

$$D = D_0 P H \quad D_0 = p_a h_0 / (\mu \sqrt{RT_0})$$

这里, ω_0 为特征频率, p_a 为环境压强, μ 为粘性系数, U 为与磁头重心对应的磁盘线速度, R 为气体普适常数, Q_1 、 Q_2 和 Q_{con} 分别为对应于一阶修正雷诺方程、二阶修正雷诺方程、经典雷诺方程的流量系数。高努森数条件下的流量系数 Q_3 是通过 Boltzmann 方程根据变分原理, 采用半分析法求得的。 c 是空气分子与壁面碰撞时壁面调节系数, 当 $\alpha = 1$ 时为全扩散反射, $\alpha = 0$ 时为全镜面反射。磁头滑块的动力学模型和几何参数如图 1 和图 2 所示。磁头滑块的动力学方程组为:

$$M \frac{d^2 Z}{dt^2} = -KZ + \int_0^1 \int_0^1 \phi dX dY$$

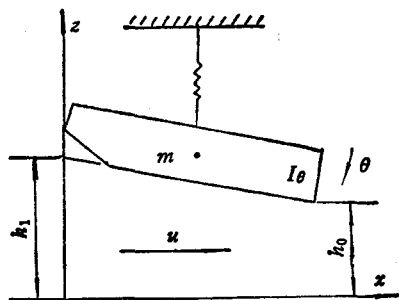


图 1 磁头滑块力学模型

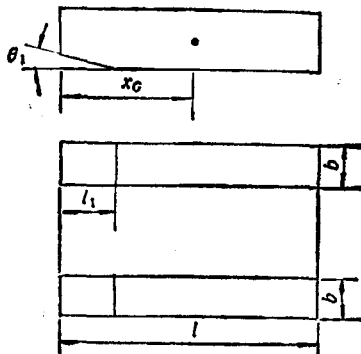


图 2 磁头滑块几何参数

Fig. 1 Mechanical model of magnetic head slider Fig. 2 Configurations of magnetic head slider

$$l = 0.5 \text{ mm} \quad l_1 = 0.05 \text{ mm} \quad b = 0.0515 \text{ mm} \quad \delta = 0.43633 \mu\text{m} \quad U = 5.0 \text{ m/s}$$

$$h_0 = 0.05 \mu\text{m} \quad \frac{h_1}{h_0} = 3.02 \quad m = 0.6 \times 10^{-6} \text{ kg} \quad I_\theta = 1.50 \times 10^{-12} \text{ kgm}^2$$

$$I \frac{d^2 \Theta}{dt^2} = -K_\theta \Theta + \int_0^1 \int_0^1 \phi(X_G - X) dX dY \quad (2)$$

其中

$$\begin{aligned} M &= \frac{m \omega_0^2 h_0}{\rho_s l b} & I &= \frac{I_\theta \omega_0^2 h_0}{\rho_s l^3 b} \\ K &= \frac{k h_0}{\rho_s l b} & K_\theta &= \frac{k_\theta h_0}{\rho_s l^3 b} \\ \Theta &= \frac{\theta l}{h_0} & Z &= \frac{z}{h_0} \end{aligned}$$

这里 m 为磁头滑块质量, I_θ 为磁头滑块转动惯量, k 为平移弹性系数, k_θ 为俯仰弹性系数, θ 为俯仰角, x_G 为磁头滑块重心坐标, ϕ 为无量纲压强增量见方程 (8), 方程 (1) 的边界条件为:

$$\left. \begin{aligned} P &= 1 & X &= 0 \text{ 和 } X = 1 \text{ 和 } Y = 0 \\ \frac{\partial P}{\partial Y} &= 0 & Y &= \frac{1}{2} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

方程组 (2) 的初始条件为:

$$Z = \frac{dZ}{dt} = \Theta = \frac{d\Theta}{dt} = 0 \quad t = 0 \quad (4)$$

三、计算方法

1. 时域法求解动态特性

所谓时域法就是联立求解磁头滑块的动力学方程组 (2) 和与时间有关的润滑方程 (1), 从而得出磁头滑块的飞行姿态在外界激励下随时间的变化关系曲线。时域法的优越性在于我们可以直观地了解磁头滑块在受到具体的外界干扰后的真实运动情况, 各物理概念的函数也直接明了。

方程(1)是一非线性偏微分方程,并且与方程组(2)耦合,再加上实际磁头滑块几何形状较复杂,要想得到解析解是不可能的,只能通过数值方法来求得它们的近似解。将 D 代入方程(1)可以得到:

$$D_0 \sigma_b D_T = F_x + G, \quad (5)$$

将 D^{n+1} 、 D^n 分别在 T^n 、 T^{n+1} 时刻做 Taylor 展开,然后相减并化简,得到:

$$D^{n+1} = D^n + \frac{\Delta T}{2} (D_T^{n+1} + D_T^n) + o(\Delta T^2) \quad (6)$$

将(5)代入(6)可得:

$$[1 - L_1(X)][1 - L_2(Y)]\Delta D^n = \Phi^n \quad (7)$$

$$\Delta D^n = D^{n+1} - D^n$$

其中 $L_1(X)$ 、 $L_2(Y)$ 分别是关于 X 、 Y 的线性算子。函数 F 、 G 、 Φ^n 见附录。

方程组(2)是二阶常微分方程组,我们可以分别采用 ADI 法和四阶 Runge-Kutta 法对方程(7)和方程组(2)同时求解。

2. 磁头滑块的频率特性

将方程(1)中 P 、 H 分解成稳态分量与动态分量叠加的形成,并且稳态分量分别用 P_0 、 H_0 表示:

$$\left. \begin{aligned} P &= P_0 + \phi & H &= H_0 + \eta \\ \phi &= \frac{\Delta p}{p_0} & \eta &= \frac{\Delta h}{h_0} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

流量系数可以表示成:

$$\begin{aligned} &\bar{Q}(P_0 + \phi, H_0 + \eta) \\ &= \bar{Q}(P_0, H_0) + D_0(\phi H_0 + \eta P_0) \frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} + o(s^2) \end{aligned} \quad (9)$$

将(8)、(9)代入(1),忽略二阶小量 ϕ^2 、 η^2 等,可以得到动态分量所满足的方程式:

$$\begin{aligned} &B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left\{ \bar{Q} H_0^3 \left(P_0 \frac{\partial \phi}{\partial X} + \phi \frac{\partial P_0}{\partial X} \right) + D_0 \frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} \phi P_0 H_0^3 \frac{\partial P_0}{\partial X} \right\} \\ &+ \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ \bar{Q} H_0^3 \left(P_0 \frac{\partial \phi}{\partial Y} + \phi \frac{\partial P_0}{\partial Y} \right) + D_0 \frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} \phi P_0 H_0^3 \frac{\partial P_0}{\partial Y} \right\} \\ &- \Lambda_b \frac{\partial(\phi H_0)}{\partial X} - \sigma_b \frac{\partial(\phi H_0)}{\partial T} + B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left\{ P_0 H_0^3 \frac{\partial P_0}{\partial X} \left(3\bar{Q} \right. \right. \\ &\left. \left. + D_0 \frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} P_0 H_0^3 \right) \right\} \eta + \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ P_0 H_0^3 \frac{\partial P_0}{\partial Y} \left(3\bar{Q} + D_0 \frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} P_0 H_0^3 \right) \right\} \eta \\ &- \Lambda_b \frac{\partial(P_0 \eta)}{\partial X} - \sigma_b \frac{\partial(P_0 \eta)}{\partial T} = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

设外界扰动为正弦波 $a \sin(\omega t)$ 形式,则气膜厚度变化量为:

$$\eta = Z + \Theta(X_G - X) - A \sin(\Omega T) \quad (11)$$

再设压强增量 ϕ 形式如下:

$$\phi = G_1 Z + G_2 \Theta - G_1 A \sin(\Omega T) \quad (12)$$

其中 $A = a/h_0$, $\Omega = \omega/\omega_0$ 分别为无量纲振幅和频率, G_i 是复数, 其实部和虚部分别代表气膜的刚度系数和阻尼系数。对方程 (10)–(12) 作 Laplace 变换, 然后将 (11)、(12) 代入 (10) 就可得到关于 G_i 的方程。附录中列出了该方程的具体形式。

将方程组 (2) 也进行 Laplace 变换, 将 (11)、(12) 代入, 可以得到:

$$\left. \begin{aligned} a_{11}\bar{Z} + a_{12}\Theta &= b_1 \frac{A\Omega}{s^2 + \Omega^2} \\ a_{21}\bar{Z} + a_{22}\Theta &= b_2 \frac{A\Omega}{s^2 + \Omega^2} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

其中系数 a_{11} , a_{12} , a_{21} , a_{22} , b_1 , b_2 见附录。

解方程组 (13) 得

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{Z} &= F_Z(i\Omega) \frac{A\Omega}{s^2 + \Omega^2} \\ \Theta &= F_\Theta(i\Omega) \frac{A\Omega}{s^2 + \Omega^2} \end{aligned} \right.$$

四、计算结果

根据前几节的论述, 我们采取统一的网格划分形式, 统一的差分格式及相同的求解方法, 分别对一阶修正雷诺方程、二阶修正雷诺方程和以线性化 Boltzmann 方程为广义润滑方程进行了求解。

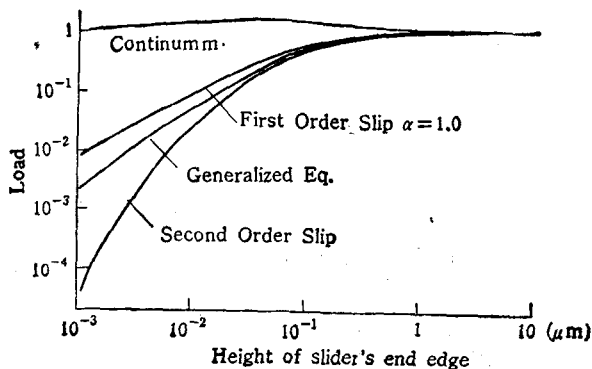


图 3 载荷(无量纲)与尾缘气膜厚度的关系
Fig 3 Relations between load carrying capacity (nondimension) and height of gas film at slider's end edge

从图 3 的计算结果看, 当 $h_0 = 0.5 \mu\text{m}$, $U = 500 \text{m/s}$, $\Lambda_b = 11.5$, 载荷 $w = 1.0 \text{mN}$ 左右。位于该点右半部分的载荷曲线, 其所有的 h_0 均大于 $0.5 \mu\text{m}$, 飞行速度均大于 500m/s , 此时, 不管是根据一阶修正雷诺方程、二阶修正雷诺方程还是广义润滑方程进行计算, 其载荷曲线彼此都很接近。这表明在努森数较小时, 一阶修正雷诺方程和二阶修正雷诺方程均可以准确描述气膜的压强分布状况, 并且具有很高的精度。当滑块的飞行高度 $h_0 < 0.1$

μm 时各载荷曲线间距逐渐加大。由于在计算过程中修正轴承数 Λ_b 保持不变, 所以当 h_0 减小时飞行速度也随之减小且成平方关系下降。我们仅以图中两点为例来说明载荷的变化情况。在 $h_0 = 0.05 \mu\text{m}$, $U = 5.0 \text{m/s}$ 时, $w_1 = 0.4 \text{mN}$, $w_2 = 0.27 \text{mN}$, $w_B = 0.30 \text{mN}$, 差别已很明显; 在 $h_0 = 0.005 \mu\text{m}$, $U = 0.05 \text{m/s}$ 时, $w_1 = 0.042 \text{mN}$, $w_2 = 0.07 \text{mN}$, $w_B = 0.02 \text{mN}$, 差别更加显著。之所以出现这种情况是由于当飞行高度和飞行速度减小时, 在润滑气膜内, Poiseuille 流的流动占很大比重, 并且努森数 K_n 值也越来越大, 其影响也越来越显著, 此时不同形式的润滑方程对气膜内压强分布的描述差别很大,

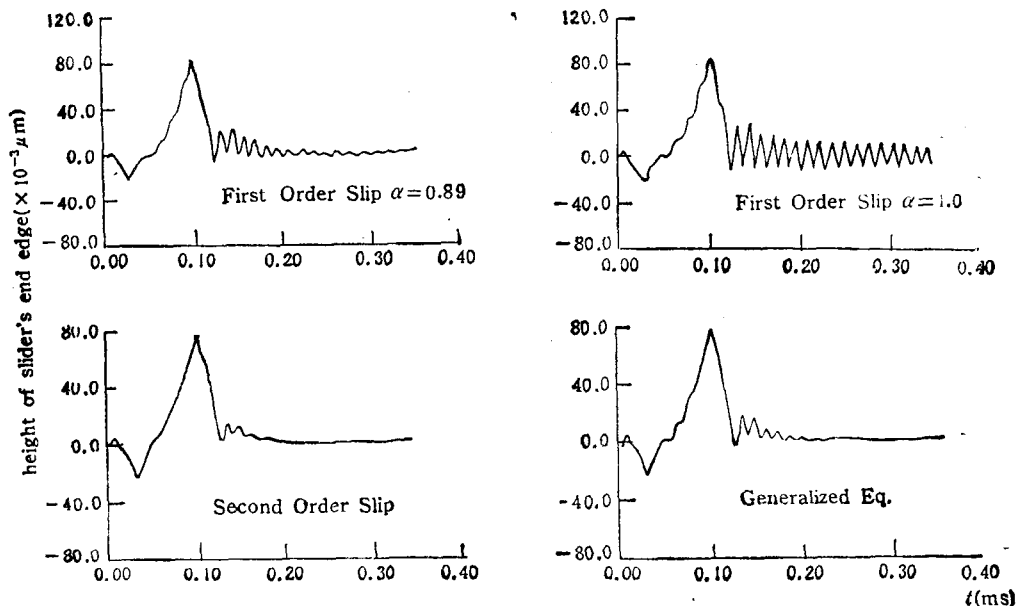


图 4 动态时域特性
Fig. 4 Dynamic characteristics in time domain

所以出现了我们在图 3 中所看到的情况。因此我们可以得到这样的结论: 在小间隙、低速的工作状态下, 必须使用根据线性化 Boltzmann 方程得到的广义润滑方程来计算。

对大压缩数情况, 我们计算了当 $h_0 = 0.001 \mu\text{m}$, $U = 12.00 \text{ m/s}$, $B^2 = (b/l)^2 = 8.21 \times 10^{-3}$ 时的压强分布, 此时的轴承数 $\Lambda = 1.67 \times 10^6$ 。

为了证实方法的正确性, 我们曾对实际使用的磁头进行了理论计算, 所得到的压力中心承载能力均与实验测得的结果相符合。

实际使用的磁盘表面不可能是绝对平面, 因此要求设计的磁头能跟随盘面的起伏而及时地自动改变飞行高度, 也就是说, 要求磁头有良好的顺从特性。图 4 表示磁头滑块飞越一个宽 0.1 mm 、高 $0.1 \mu\text{m}$ 的矩形障碍物时, 其尾缘高度的变化量随时间变化曲线。取障碍物刚刚进入滑块底部的时刻为 $t = 0$ 时刻。从图中可以看出滑块的尾部是如何飞越

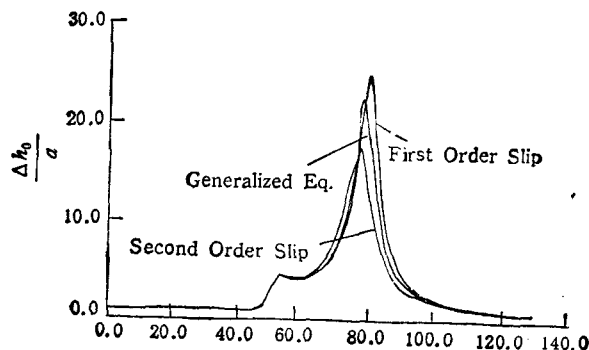


图 5 动态频域特性
Fig. 5 Dynamic characteristics in frequency domain

障碍物的。当障碍物退出磁头滑块区域后,磁头滑块以其固有频率作衰减振荡,直至恢复到稳定状态。从几条曲线的对比来看,其动态飞越过程差别不大,衰减振荡过程有差别。可见做磁头顺从性设计计算,应采用二阶修正雷诺方程或基于 Boltzmann 方程的广义润滑方程。

图 5 表示滑块尾缘处的高度变化量 Δh_0 的频率特性曲线。从图中可以看出在 $f = 9\text{kHz}$ 处, $|\Delta h_0/a|$ 最大,说明在 9kHz 处该磁头滑块发生共振, $9k - \varepsilon < f < 9k + \varepsilon$ 为共振区间,在此区间以外的频域内,比值 $|\Delta h_0/a|$ 较小。因而,在实际应用中,我们应根据实际情况要求选定一个 ε 值,并且使磁盘机工作在共振区间以外,这样才能保证工作状态正常,记录或读出数据准确,也可避免因共振造成磁头振幅过大而损坏磁头和磁盘。

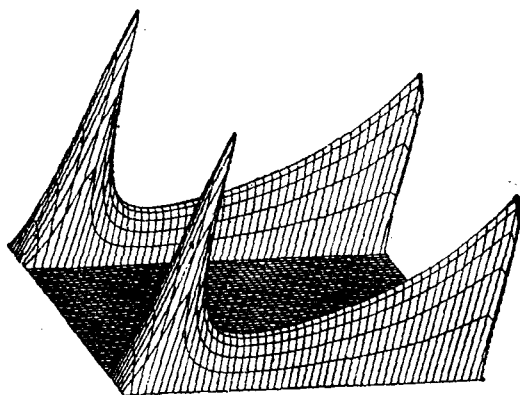


图 6 压强分布立体图

Fig. 6 Perspective figure of pressure distribution

在设计计算中,为便于对磁头滑块压强分布状况有一直观的了解及印象,我们设计了绘制压强分布立体图的子程序。图 6 就是采用广义润滑方程计算气膜压强分布所得到的立体图。

参 考 文 献

- [1] Burgdorfer A. ASME Journal of Basic Engineering. 1959, 81: 94
- [2] Hsia Y T and Domoto G A. ASME Journal of Lubrication Technology. 1983, 105: 120
- [3] Fukui S and Kaneko. R Bull JSME. 1987, 30 (268)
- [4] Fukui S and Kaneko. R ASME Journal of Tribology. 1988, 110: 253 1988, p. 253

附 录

1. 方程 (13) 中的系数

$$a_{11} = -Q^2 + \frac{k}{m\omega_0^2} - \frac{p_s b l}{m\omega_0^2 h_0} \int_0^1 \int_0^1 G_1 dX dY$$

$$a_{12} = -\frac{p_s b l}{m\omega_0^2 h_0} \int_0^1 \int_0^1 G_2 dX dY$$

$$a_{21} = -\frac{p_s l^3 b}{I_0 \omega_0^2 h_0} \int_0^1 \int_0^1 G_1 (X_G - X) dX dY$$

$$a_{11} = -\Omega^2 + \frac{k_0}{l_0 \omega_0^2} - \frac{p_0 l^3 b}{l_0 \omega_0^2 h_0} \int_0^1 \int_0^1 G_2 (X_G - X) dX dY$$

$$b_1 = -\frac{p_0 l b}{m \omega_0^2 h_0} \int_0^1 \int_0^1 G_1 dX dY$$

$$b_2 = -\frac{p_0 l b}{l_0 \omega_0^2 h_0} \int_0^1 \int_0^1 G_1 (X_G - X) dX dY$$

2. 关于 F 、 G 、 Φ^* 、 G_i 的方程

$$F = B^2 \bar{Q} (H D D_x - H_x D^2) - D_x A_b D$$

$$G = \bar{Q} (H D_x D - H_x D)$$

$$\begin{aligned} \Phi^* = & \frac{\Delta T}{2 D_x \sigma_b} \left[\left(\frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} D + \bar{Q} \right) \{ (B^2 D_x^2 + D_x^2) (H^{(n+1)} + H^{(n)}) \right. \\ & - B^2 D D_x (H_x^{(n+1)} + H_x^{(n)}) \} + \bar{Q} D \{ (B^2 D_{xx} + D_{xx}) (H^{(n+1)} + H^{(n)}) \\ & \left. - B^2 D (H_{xx}^{(n+1)} + H_{xx}^{(n)}) \} - 2 D_x D_x A_b \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left(P_0 H_0^2 \frac{\partial G_1}{\partial X} + H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial X} G_1 + 6 M H_0^2 \frac{\partial G_1}{\partial X} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial Y} \left(P_0 H_0^2 \frac{\partial G_1}{\partial Y} + H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial Y} G_1 + 6 M H_0^2 \frac{\partial G_1}{\partial Y} \right) \\ + B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left(3 P_0 H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial X} + 12 M H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial X} \right) F_1 \\ + \frac{\partial}{\partial Y} \left(3 P_0 H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial Y} + 12 M H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial Y} \right) F_1 \\ - \Lambda \frac{\partial (G_1 H_0)}{\partial X} - j \Omega \sigma P_0 H_0 G_1 + \Lambda \frac{\partial (P_0 F_1)}{\partial X} - j \Omega \sigma P_0 F_1 \\ = 0 \end{aligned}$$

$$F_1 = 1 \quad F_2 = X_G - X \quad j^2 = -1$$

THE GASDYNAMICAL ANALYSIS OF GAS-LUBRICATED SLIDER BEARINGS UNDER HIGH KNUDSEN NUMBER CONDITIONS

Fu Xianluo Sun Zheng

(Institute of Mechanics, Chinese Academy Sciences, Beijing 100080)

Abstract A generalized lubrication equation derived from a linearized Boltzmann equation is solved by finite difference method in this paper, and the results of static characteristics and dynamic characteristics are also given. Numerical analysis of the equation for high Knudsen numbers reveals three principal results. First, a generalized lubrication equation must be used for ultra-thin gas film and low velocity. Second, the modified Reynolds equation featuring the first-order velocity slip boundary condition overestimates load carrying capacities. And finally, third, the approximation equation including both the first-order and second-order velocity slip boundary conditions underestimates them.

Key words Generalized lubrication equation, Dynamic characteristics, Static characteristics, Slider bearing of magnetic head