

浮动磁头气动力静态特性

傅 仙 罗 王 春 海

(中国科学院力学研究所)

STATIC AERODYNAMICAL CHARACTERISTICS OF MAGNETIC HEADS

Fu Xianluo Wang Chunhai

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract The latest magnetic heads require lightly loaded air-lubricated slider bearings operating with gas film thicknesses less than $0.5\mu\text{m}$ to achieve high reading density. This paper presents the static characteristics of the gas-dynamic forces of magnetic heads. Numerical analysis is applied to the modified Reynolds equation for slider bearings with large bearing number under slip-flow conditions. Finite difference method and a numerical procedure, using the integral discretization and the Newton-Raphson method to linearize the non-linear finite difference equations, are described. To solve the linearized finite difference equations, a numerical solution technique, using the fundamentals of Booy's method with Coleman's improvement is presented. The normalized load carrying capacity and the centre of lift versus some normalized parameters, the central pressure profile, the pressure distribution for one-half the width of the magnetic head, and MMFP effects on the load carrying capacity are presented for a wide range of the compressibility numbers (more than 5,000). The new calculation procedure developed here converges rapidly.

摘要 本文给出了最新浮动磁头的气动力静态特性。文中采用了数值方法求解滑流条件下滑块轴承的修正雷诺方程,描述了运用积分离散、Newton-Raphson 线性化方法的有限差分法,给出了运用 Booy 方法的基本思想所形成的线性化有限差分方程组的数值计算方法,计算出在压缩数很大范围内(A 可达 5000 以上)浮动磁头的气动参数。

一、引 言

近来,为大幅度增加磁盘的位密度,磁盘机采用亚微米级浮动高度的窄轨式轻负荷磁

本文 1983 年 12 月 21 日收到。

头以及接触起停技术。

对于亚微米级浮动高度的窄轨式轻负荷磁头的气动力计算,通常采用有限差分法^[1,2]和有限元法^[3,4]。从目前的资料看,有限差分法可计算的范围小($\Lambda \leq 2000$),而实际工作状态可达 3000。有限元法的计算范围虽宽,但目前尚未用于动态特性计算。

本文试图用有限差分法探索新的计算技术,既能计算磁头浮动的静态特性,又能计算动态特性,同时希望计算范围包括浮动磁头运行的所有可能的工作状态。

为了得到高的记录密度和大的存储量,必须使磁头的浮动间隙达到极小。目前已达到 $0.2 \sim 0.3 \mu\text{m}$,在这样小的间隙下,由分子平均自由程引起的润滑面上的滑流效应显著增大,使得描述润滑特性的经典的雷诺方程必须修正^[5]。

求解修正雷诺方程,本文采用积分离散法^[4],并将离散后的非线性方程组应用 Newton-Raphson 方法线性化^[3]。对线性方程组,我们采用 Booy 方法^[6]的基本思想,推导出一套适合压缩数能在大范围内变动的气动力计算新表达式。采用这种方法,可以使计算时间和计算用的内存均节约三分之二以上。计算范围可扩大到 $\Lambda > 5000$ (远远超过实际工作状态)。当 Λ 继续增加时,计算结果出现微小波动。在线性方程组的求解过程中,采用正交化来消除系数矩阵的病态。

为了证实计算结果的有效性,与文献[3]中用有限元法给出的结果作了比较,两者完全一致。

二、基本方程及其离散化

磁头浮动块的几何形状及坐标关系如图 1 所示。其中 xy 平面为磁盘面, U 为滑块轴承的来流速度。当 $h_0 < 1 \mu\text{m}$ 时,求解磁头与磁盘面间的气体运动问题,必须考虑分子平均

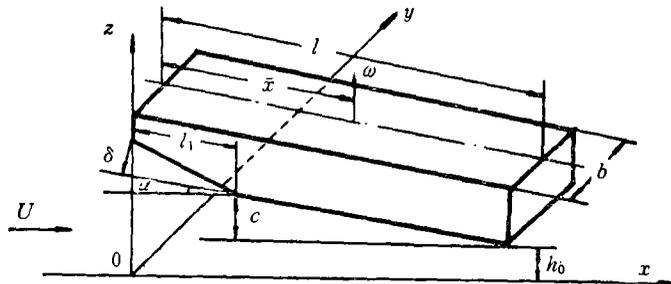


图 1 磁头浮动块示意图

自由程效应。在稳态情况下,描述上述气体运动的基本方程是^[5]

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ph' \frac{\partial p}{\partial x} \left(1 + \frac{6\lambda}{h} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ph' \frac{\partial p}{\partial y} \left(1 + \frac{6\lambda}{h} \right) \right] = 6\mu U \frac{\partial(ph)}{\partial x} \quad (1)$$

边界条件为

$$p|_{\text{边界}} = p_a$$

这里, p 是气膜压强, h 为气膜厚度, μ 是空气的动力粘性系数, p_a 为环境压强, $\lambda = kT / \sqrt{2} \pi d^2 p$ 是空气的分子平均自由程。其中, k 是玻尔兹曼恒量, T 为环境温度, d 为空气

气分子等效直径, 引入无量纲参数:

$$\begin{aligned} X &= x/l, \quad Y = y/l, \quad P = p/p_a, \\ H &= h/h_0, \quad \Lambda = 6\mu Ul/p_a h_0^2, \quad c = 6\lambda/h_0 \end{aligned} \quad (2)$$

得方程(1)的无量纲形式和相应的边界条件为

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[(PH^3 + cH^2) \frac{\partial P}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[(PH^3 + cH^2) \frac{\partial P}{\partial Y} \right] = \Lambda \frac{\partial}{\partial X} (PH) \quad (3)$$

$$P|_{\text{边界}} = 1$$

利用润滑面的对称性, 只需计算润滑区域的一半, 于是边界条件变为

$$\begin{aligned} P|_{X=0, Y=0} &= 1 \\ \frac{\partial P}{\partial Y} \Big|_{Y=b/2l} &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

这样, 问题归结为在边界条件(4)下二阶非线性偏微分方程(3)的求解。

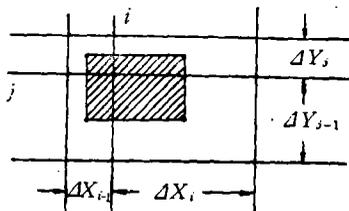


图 2 离散格式

方程(3)的数值求解, 主要困难有两个: 由大压缩数引起的数值失稳; 由间隙斜率间断引起的承载能力的不准确性。为了克服这些困难, 首先在离散前, 考虑到压强 P 在气膜内变化很大, 引进变换:

$$Q = P^2 H \quad (5)$$

将压强 P 的求解转换成参数 Q 的求解。另外, 考虑到用微分离散方法的有限差分来近似 Q 和 H 的一、二阶导数在处理间隙斜率间断时的不足, 采用积分离散方法^[1], 即在图 2 的阴影区域内积分雷诺方程, 然后应用高斯定理。

用五点差分格式(见图 2)进行离散, 得到相应的非线性代数方程组和边界条件:

$$\begin{aligned} & a_{ij}^{(X)}(Q_{ij} - Q_{i-1j}) + b_{ij}^{(X)}(Q_{ij} + Q_{i-1j}) + c_{ij}^{(X)}(Q_{ij} - Q_{i-1j})(Q_{ij} + Q_{i-1j})^{-1/2} \\ & + d_{ij}^{(X)}(Q_{ij} + Q_{i-1j})^{1/2} - a_{i+1j}^{(X)}(Q_{i+1j} - Q_{ij}) - b_{i+1j}^{(X)}(Q_{i+1j} + Q_{ij}) \\ & - c_{i+1j}^{(X)}(Q_{i+1j} - Q_{ij})(Q_{i+1j} + Q_{ij})^{-1/2} - d_{i+1j}^{(X)}(Q_{i+1j} + Q_{ij})^{1/2} \\ & + a_{ij}^{(Y)}(Q_{ij} - Q_{ij-1}) + b_{ij}^{(Y)}(Q_{ij} + Q_{ij-1}) + c_{ij}^{(Y)}(Q_{ij} - Q_{ij-1})(Q_{ij} + Q_{ij-1})^{-1/2} \\ & + d_{ij}^{(Y)}(Q_{ij} + Q_{ij-1})^{1/2} - a_{ij+1}^{(Y)}(Q_{ij+1} - Q_{ij}) - b_{ij+1}^{(Y)}(Q_{ij+1} + Q_{ij}) \\ & - c_{ij+1}^{(Y)}(Q_{ij+1} - Q_{ij})(Q_{ij+1} + Q_{ij})^{-1/2} - d_{ij+1}^{(Y)}(Q_{ij+1} + Q_{ij})^{1/2} = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{cases} Q_{1j} = H_{1j}^2, \quad Q_{Nj} = H_{Nj}^2, \quad j = 1, 2, \dots, M \\ Q_{i1} = H_{i1}^2, \quad Q_{iM+1} = Q_{iM-1}, \quad i = 1, 2, \dots, N \end{cases} \quad (7)$$

其中的系数在附录中给出。

三、计算方法

我们采用 Newton-Raphson 方法^[3]将非线性方程组(式 6)线性化。这种线性化方法的实质是用线性方程组

$$f(Q^{(r)}) + \frac{\partial f}{\partial Q} (Q^{(r+1)} - Q^{(r)}) = 0$$

确定的一系列近似值 $(Q)^1, (Q)^2, \dots, (Q)^M$ 来求解非线性方程组

$$f(Q) = 0$$

于是, 得非线性方程组(式 6)的线性化方程组

$$Q_{i+1j} = A'_{ij}Q_{ij-1} + B'_{ij}Q_{ij} + c'_{ij}Q_{ij+1} + D'_{ij}Q_{i-1j} + E'_{ij}, \quad (8)$$

$$(i = 2, 3, \dots, N-1; j = 2, 3, \dots, M)$$

方程中的系数见附录。

非线性问题的线性化叠代求解的成功与否, 与叠代初值的合理选择密切相关。在一系列运行状态的静态特性计算中, 我们总能设法找到某一种状态, 对于这种状态, 其压强分布是已知的或者大致是已知的。设某状态为已知, 由于该状态是由多个参数确定, 所以可将状态视为各参数的多元函数, 线性展开, 求得新状态的叠代初值, 用方程(8)和(6)求解。将解得的结果再叠代, 重复计算, 直到两组结果之差小于某一给定的常数(小量)时, 取最后一组结果为方程组(8)的解。由于采用了这样的叠代初值选取方法, 不但可以减少叠代次数, 而且可将线性化程序同时用作为叠代初值选取的程序, 使计算程序大大缩短。

对于线性方程组(8)的求解, 我们先采用的是经 Coleman 改进的 Booy 方法^[6], 按此种方法计算, 内存大, 计算时间长, 特别是在 $\Lambda > 500$ 以后, 数值结果失稳。我们根据 Booy 方法的基本思想, 将待解的线性方程组(8)去掉 L 个方程, 这样, 与去掉 L 个方程后相应的线性齐次方程组就有 L 个自由变量, 它的基础解系可由 L 个线性无关的解向量线性组合, 其组合公式中的各系数由边界条件确定。方程组(8)的解为相应齐次方程组的通解和特解之和。这种求解方法, 与修正的 Booy 方法相比, 计算时间短, 内存节约三分之二以上。

在叠代过程中, 原先具有单位长度且互相正交的解向量, 其数值越来越大, 相关性也不断增加。为了得到精确解, 必须抑制解向量在数值上的增大和相关性的增加。这就要进行正交化, 并将特解投影到经正交处理后的矢量生成空间的各正交分量上。不过, 本文没有采用正交判据, 因为应用正交判据计算工作量非常大。根据试算, 确定每推进几步作一次正交化、单位化处理。这样既能消除系数矩阵的病态, 又能减少计算工作量。

计算中, 如果采用等步长区域剖分, 则计算结果在 Λ 值稍大时就失稳。本文根据流场的流动特性, 设计了二维自动区域剖分程序, 使 Λ 值的可计算范围大大提高。

为了便于计算各种几何尺寸和工作状态磁头的静态特性, 扩大应用范围, 按上述计算方法, 编制了一个通用程序。经计算表明, 采用这个通用程序, 内存小, 收敛速度快, 在叠代 2~3 次后就求得精确解。该程序应用范围广, Λ 值的可计算范围达到 5000 以上, 当 Λ 继续增加, 计算结果出现微小波动, 直到 $\Lambda = 7,700$ 以后失稳。

求出压强分布后, 可按下列公式求承载能力 W 和压力中心 \bar{X} :

$$W = 2 \iint_s (P - 1) ds$$

$$\bar{X} = 2W^{-1} \iint_s (P - 1) X ds$$

其中 s 为润滑面的一半。

四、计算结果

为了说明本方法的可靠性,将计算结果与文献[3]给出的并为实验证实的^[4]结果作了比较,如图3所示。从图中可以看出,两种计算结果是完全一致的。图4给出了磁头半个润滑面上压强分布的立体图。由图可知,在纵向,从磁头前沿开始,压强从边界沿斜面迅速上升,到斜面结束时,压强达到极大值,然后迅速下降,在润滑面的中段,压强变化不大,之后又开始回升,到近尾沿处又达到极大值,之后立即下降至边界的一个大气压。在横向,压强近似为抛物线剖面,从总体看,压强分布曲面成马鞍形。

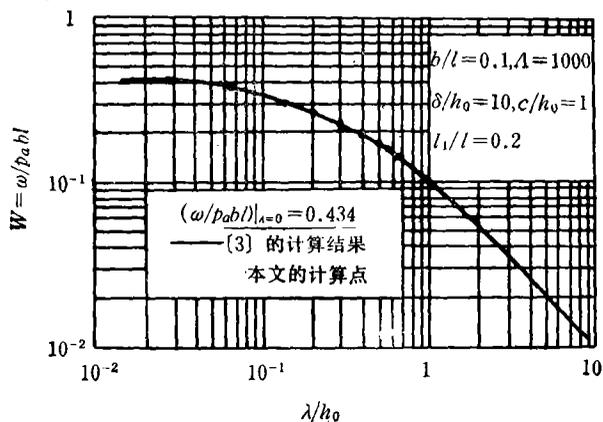
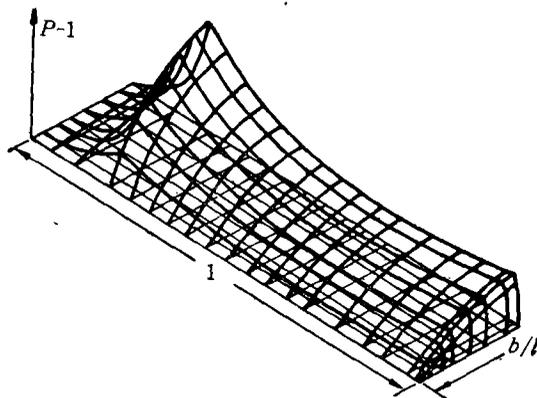


图3 计算结果的比较

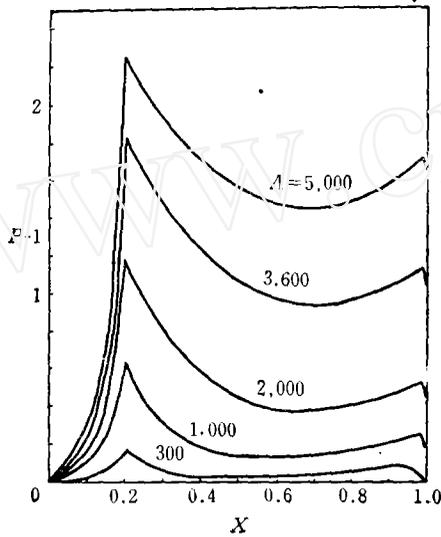


$$(b/l = 0.1, l_1/l = 0.2, c/h_0 = 1.0 \\ \delta/h_0 = 10 \lambda/h_0 = 0.64 \Lambda = 2,000)$$

图4 压强分布

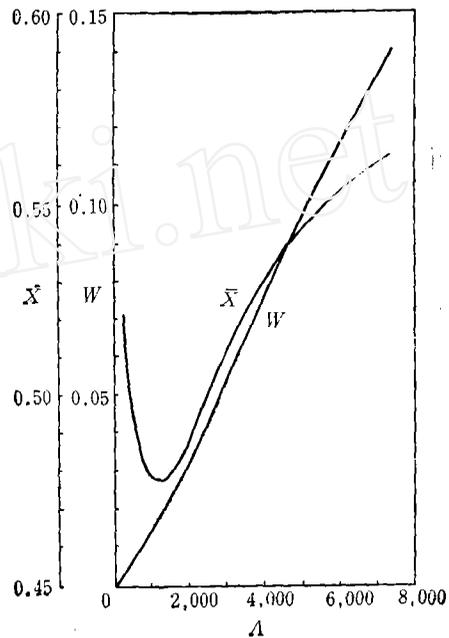
图5和图6表明,除 Λ 外其它参数不变的情况下, Λ 越大,中心线上压强分布越高,承载能力越大,而压力中心在 $\Lambda \approx 1250$ 处有极小值。在其它位置, \bar{x} 的斜率很大,这一规律对磁头重心位置的设计很有用。

图7、图8给出了除 c/h_0 外其它参数不变的情况下,中心线上压强分布和承载能力、



(其它条件同图4)

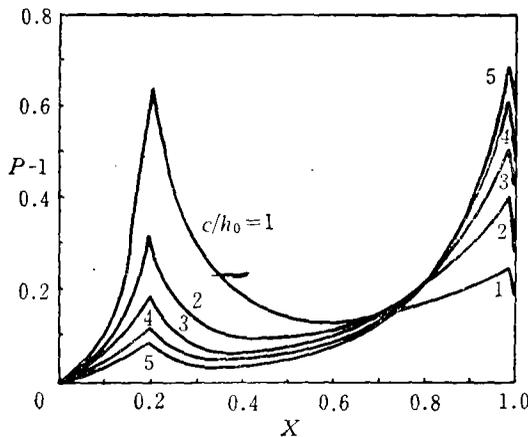
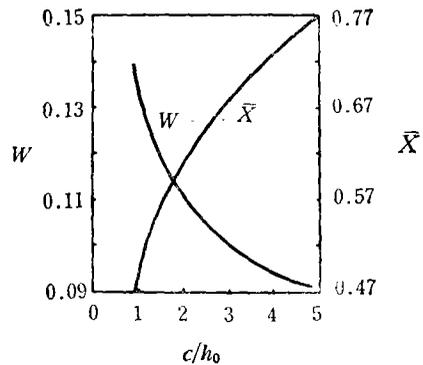
图5 中心线压强分布



(其它条件同图4)

图6 压力中心与承载能力随 λ 变化

压力中心随 c/h_0 的变化规律。从图中可以看出,磁头运行时的仰角越大,承载能力越低,压力中心越向后沿方向移动。对于中心线上的压强分布来说, c/h_0 越大,前峰越低,后峰越高。对于大的仰角,前沿斜面失去升压作用,在 $c/h_0 \approx 2$ 时,前后峰高度接近。对于双轨式磁头来说,这样的压强分布非常有利于动态稳定。

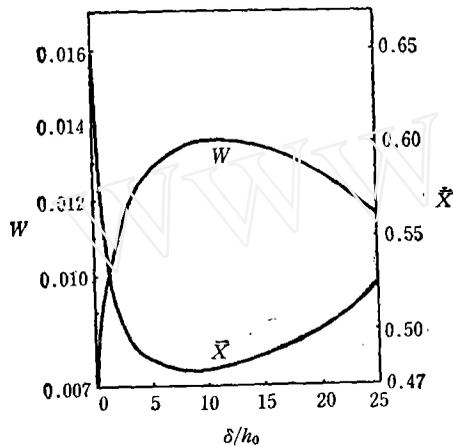
 $(b/l = 0.1, l_1/l = 0.2, \delta/h_0 = 10, c = 3.84, \lambda = 1000)$ 图7 中心线压强分布随 c/h_0 的变化

(其它条件同图7)

图8 压力中心与承载能力随 c/h_0 的变化

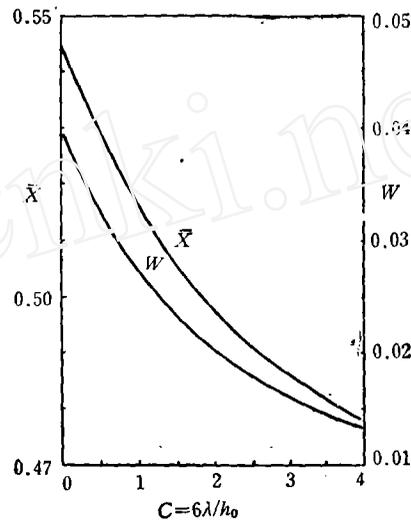
图9给出了压力中心与承载能力随 δ/h_0 的变化规律。图中还注明了其它参数的值。从曲线的变化规律可以看出,如果磁头前沿斜面的高度设计成最小膜厚的10倍左右,那

么, δ 的加工误差对 \bar{X} 和 W 的影响最小。



($b/l = 0.1, l_1/l = 0.2, c/h_0 = 3.84, \Lambda = 1,000$)

图9 压力中心与承载能力随 δ/h_0 的变化



($b/l = 0.1, l_1/l = 0.2, c/h_0 = 1, \delta/h_0 = 10, \Lambda = 1000$)

图10 分子平均自由程对承载能力的影响

图10表明磁头浮动高度在亚微米量级的情况下,分子平均自由程效应对承载能力、压力中心影响很大。当努森数 $K_n = c/h_0 = 0.5$ 时,与连续流相比,承载能力下降60%。可见,对亚微米级浮动高度的磁头,必须用考虑了滑流条件的修正雷诺方程进行计算,经典的雷诺方程在这种情况下已失去作用。

本工作得到林同骥同志的指导和帮助,借此表示深切的谢意。

五、附 录

方程(6)、(8)中的系数是

$$a_{ij}^{(x)} = -\frac{1}{4\Delta X_{i-1}} (H_{ij} + H_{i-1j})(\Delta Y_i + \Delta Y_{j-1})$$

$$b_{ij}^{(x)} = \frac{1}{2\Delta X_{i-1}} (H_{ij} - H_{i-1j})(\Delta Y_i + \Delta Y_{j-1})$$

$$c_{ij}^{(x)} = -\frac{\sqrt{2}c}{4\Delta X_{i-1}} (H_{ij} + H_{i-1j})(\Delta Y_i + \Delta Y_{j-1})$$

$$d_{ij}^{(x)} = \frac{\sqrt{2}}{2} \left(c \frac{H_{ij} - H_{i-1j}}{\Delta X_{i-1}} + \Lambda_x \right) (\Delta Y_i + \Delta Y_{j-1})$$

$$a_{ij}^{(y)} = -\frac{1}{4\Delta Y_{j-1}} (H_{ij} + H_{i-1j})(\Delta X_i + \Delta X_{j-1})$$

$$b_{ij}^{(Y)} = \frac{1}{2\Delta Y_{j-1}} (H_{ij} - H_{ij-1})(\Delta X_i + \Delta X_{i-1})$$

$$c_{ij}^{(Y)} = -\frac{\sqrt{2}c}{4\Delta Y_{j-1}} (H_{ij} + H_{ij-1})(\Delta X_i + \Delta X_{i-1})$$

$$d_{ij}^{(Y)} = \frac{\sqrt{2}}{2} \left(c \frac{H_{ij} - H_{ij-1}}{\Delta Y_{j-1}} + A_x \right) (\Delta X_i + \Delta X_{i-1})$$

$$A'_{ij} = B_{ij}/A_{ij}, \quad B'_{ij} = -C_{ij}/A_{ij},$$

$$c'_{ij} = -D_{ij}/A_{ij}, \quad D'_{ij} = -E_{ij}/A_{ij}, \quad E'_{ij} = F_{ij}/A_{ij}.$$

$$F_{ij} = A_{ij}Q_{i+1}^{(0)} + B_{ij}Q_{ij-1}^{(0)} + C_{ij}Q_{ij}^{(0)} + D_{ij}Q_{ij+1}^{(0)} + E_{ij}Q_{i-1}^{(0)} - f_{ij}$$

($Q_{ij}^{(0)}$ 是节点 (i, j) 上 Q 的线性化初值)

$$A_{ij} = -a_{i+1}^{(X)} - b_{i+1}^{(X)} - c_{i+1}^{(X)}A_{i+1}^{(X)} - d_{i+1}^{(X)}D_{i+1}^{(X)}$$

$$B_{ij} = -a_{ij}^{(Y)} + b_{ij}^{(Y)} + c_{ij}^{(Y)}B_{ij}^{(Y)} + d_{ij}^{(Y)}D_{ij}^{(Y)}$$

$$C_{ij} = a_{i+1}^{(X)} + b_{i+1}^{(X)} + c_{i+1}^{(X)}A_{i+1}^{(X)} + d_{i+1}^{(X)}D_{i+1}^{(X)} + a_{i+1}^{(X)} - b_{i+1}^{(X)} - c_{i+1}^{(X)}B_{i+1}^{(X)} \\ - d_{i+1}^{(X)}D_{i+1}^{(X)} + a_{ij}^{(Y)} + b_{ij}^{(Y)} + c_{ij}^{(Y)}A_{ij}^{(Y)} + d_{ij}^{(Y)}D_{ij}^{(Y)} + a_{ij+1}^{(Y)} \\ - b_{ij+1}^{(Y)} - c_{ij+1}^{(Y)}B_{ij+1}^{(Y)} - d_{ij+1}^{(Y)}D_{ij+1}^{(Y)}$$

$$D_{ij} = -a_{ij+1}^{(Y)} - b_{ij+1}^{(Y)} - c_{ij+1}^{(Y)}A_{ij+1}^{(Y)} - d_{ij+1}^{(Y)}D_{ij+1}^{(Y)}$$

$$E_{ij} = -a_{ij}^{(X)} + b_{ij}^{(X)} + c_{ij}^{(X)}B_{ij}^{(X)} + d_{ij}^{(X)}D_{ij}^{(X)}$$

f_{ij} 的表达式形式与方程(6)左边的形式相同, 只是所有的 Q_{ij} 要改成线性化初值 $Q_{ij}^{(0)}$.

$$A_{ij}^{(X)} = (Q_{ij}^{(0)} + Q_{i-1}^{(0)})^{-1/2} - \frac{1}{2} (Q_{ij}^{(0)} - Q_{i-1}^{(0)})(Q_{ij}^{(0)} + Q_{i-1}^{(0)})^{-3/2}$$

$$B_{ij}^{(X)} = -(Q_{ij}^{(0)} + Q_{i-1}^{(0)})^{-1/2} - \frac{1}{2} (Q_{ij}^{(0)} - Q_{i-1}^{(0)})(Q_{ij}^{(0)} + Q_{i-1}^{(0)})^{-3/2}$$

$$D_{ij}^{(X)} = \frac{1}{2} (Q_{ij}^{(0)} + Q_{i-1}^{(0)})^{-1/2}$$

$$A_{ij}^{(Y)} = (Q_{ij}^{(0)} + Q_{ij-1}^{(0)})^{-1/2} - \frac{1}{2} (Q_{ij}^{(0)} - Q_{ij-1}^{(0)})(Q_{ij}^{(0)} + Q_{ij-1}^{(0)})^{-3/2}$$

$$B_{ij}^{(Y)} = -(Q_{ij}^{(0)} + Q_{ij-1}^{(0)})^{-1/2} - \frac{1}{2} (Q_{ij}^{(0)} - Q_{ij-1}^{(0)})(Q_{ij}^{(0)} + Q_{ij-1}^{(0)})^{-3/2}$$

$$D_{ij}^{(Y)} = \frac{1}{2} (Q_{ij}^{(0)} + Q_{ij-1}^{(0)})^{-1/2}$$

参 考 文 献

- [1] A. Sereny, V. Castelli, Numerical Solution of Reynolds Equation With Slip Boundary Conditions for Cases of Large Bearing Number ($A > 300$) *Trans. ASME*, **101**: 1 (1979), 64—66.
- [2] K. Ono, K. Kogure and Y. Mitsuya, Dynamic Characteristics of Air-lubricated Slider Bearings under Submicron Spacing Conditions, *Bull. JSME*, **22**: 173 (1979), 1673—1677.
- [3] Y. Mitsuya, Molecular Mean Free Path Effects in Gas Lubricated Slider Bearings, *Bull. JSME*, **22**: 167 (1979), 863—870.
- [4] Y. Mitsuya, R. Kaneko, Molecular Mean Free Path Effects in Gas Lubricated Slider Bearings, *Bull. JSME*, **24**: 187 (1981), 236—241.
- [5] A. Burgdorfer, The Influence of the Molecular Mean Free Path on the Performance of Hydrodynamic Gas Lubricated Bearings, *Trans. ASME*, **81**: 1(1959), 94—100
- [6] V. Castelli, J. Pirvics, Review of Numerical Methods in Gas Bearing Film Analysis, *J. Lub. Tech.*, **90**: 4(1968), 777—792.