

# 薄膜潤滑された動圧気体 スライダ軸受の研究

名古屋大学図書  
和 924152

三 矢 保 永

# 目 次

記 号 .....	vi
第1章 序 論 .....	1
第2章 流体潤滑問題への有限要素法の適用 .....	9
2.1 緒 言 .....	9
2.2 スリップ流れを考慮したレイノルズ方程式に対応する変分式の導入 .....	10
2.3 有限要素法の適用 .....	12
2.3.1 面積座標 .....	12
2.3.2 変分式の離散値化 .....	16
2.3.3 ニュートン・ラフソン法による線形化 .....	18
2.3.4 面 積 分 .....	21
2.4 計算手順 .....	25
2.5 計算例と計算上の問題点 .....	27
2.6 一次元問題 .....	35
2.7 結 論 .....	39
第3章 軸受表面にスリップ流れのあるスライダ軸受 .....	40
3.1 緒 言 .....	40
3.2 数値計算 .....	41
3.3 負荷容量に及ぼすスリップ流れの影響 .....	42
3.4 静特性に及ぼすスリップ流れの影響 .....	45
3.5 実験装置および実験方法 .....	46
3.5.1 ディスク回転系 .....	47
3.5.2 スライダとその支持系 .....	47
3.5.3 浮上すきまの測定系 .....	50
3.6 浮上すきまの測定法 .....	50
3.7 実験結果と計算結果との比較 .....	52

3.8 結 論 .....	57
第4章 矩形波状粗さをもつスライダ軸受 .....	58
4.1 緒 言 .....	58
4.2 平均すきま理論 .....	59
4.3 数値計算によるシミュレーション .....	63
4.3.1 数値計算 .....	63
4.3.2 平行平面スライダ .....	64
4.3.3 傾斜平面スライダ .....	67
4.3.4 円筒面スライダ .....	74
4.4 電気コンダクタンス網によるアナロジイ .....	77
4.4.1 レイノルズ方程式と静電場方程式との対応 .....	77
4.4.2 平行粗さ .....	78
4.4.3 直交粗さ .....	80
4.4.4 格子状二次元粗さ .....	82
4.5 規則的に分布した面粗さをもつスライダによる実験結果 .....	86
4.5.1 供試スライダ .....	86
4.5.2 実験方法 .....	89
4.5.3 実験結果と計算結果との比較 .....	89
4.6 結 論 .....	91
第5章 二次元に分布した粗さをもつスライダ軸受 .....	93
5.1 緒 言 .....	93
5.2 基礎方程式 .....	95
5.3 一次元粗さがある場合の基本的特性 .....	96
5.4 平行平面スライダに二次元粗さがある場合の流路コンダクタンス .....	98
5.4.1 単位粗さがある場合 .....	98
5.4.2 規則的に分布した多数の粗さがある場合 .....	104
5.5 混合平均すきまで表したレイノルズ方程式の導入 .....	109
5.6 混合平均すきまによる計算結果と厳密解との比較 .....	110

5.6.1	等方性粗さの場合	110
5.6.2	異方性粗さの場合	113
5.7	結 論	117
第6章	ストークス粗さをもつスライダ軸受(連続流れの場合)	118
6.1	緒 言	118
6.2	基礎方程式	119
6.3	非圧縮性流体の場合	122
6.3.1	$\epsilon^2$ 項の解法	122
6.3.2	計算結果	124
6.4	圧縮性流体の場合	130
6.4.1	$\epsilon^2$ 項の解法	130
6.4.2	計算結果	130
6.5	結 論	138
第7章	ストークス粗さをもつスライダ軸受(スリップ流れの場合)	140
7.1	緒 言	140
7.2	基礎方程式と摂動法による解法	140
7.3	正弦波状面粗さについての計算結果	146
7.3.1	非圧縮性流体の場合	146
7.3.2	圧縮性流体の場合	152
7.4	ランダム面粗さについての計算結果	156
7.5	結 論	160
第8章	スライダ気体軸受を応用した浮動ヘッド機構の設計	162
8.1	緒 言	162
8.2	浮上すきま微小化のための設計指針	163
8.3	テーパフラット形浮動ヘッド機構	170
8.3.1	設計方針	170
8.3.2	スライダの設計	171



8.3.3	浮動ヘッド支持機構	173
8.3.4	ヘッドローディングオン・オフ機構	177
8.4	テーパクラウン形浮動ヘッド機構	180
8.4.1	設計方針	180
8.4.2	スライダの設計	181
8.4.3	媒体面の平滑化および潤滑技術	186
8.5	結 論	191
第9章	浮動ヘッド位置決め機構の設計	194
9.1	緒 言	194
9.2	ボイスコイルモータの設計	195
9.3	直進形位置決め機構	205
9.3.1	設計方針	205
9.3.2	磁気回路の構造	205
9.3.3	ポジショナの構造	208
9.4	スイング形位置決め機構	212
9.4.1	設計方針	212
9.4.2	スイングポジショナの幾何寸法	213
9.4.3	ポジショナの構造	214
9.4.4	振動特性	217
9.4.5	クラッシュストップ	223
9.4.6	揺動軸受の信頼性	225
9.5	結 論	227
第10章	浮動ヘッドを搭載した大容量小形磁気ディスク装置の開発	229
10.1	緒 言	229
10.2	設計方針	230
10.3	ヘッドディスクアセンブリ (HDA) の構造	230
10.4	ディスク回転機構	231
10.4.1	スピンドル構造	231

10.4.2 ディスク回転特性 .....	234
10.4.3 ディスク回転損失 .....	235
10.5 防塵防湿構造 .....	238
10.5.1 密閉構造 .....	238
10.5.2 磁性流体シール .....	239
10.5.3 除塵機構 .....	242
10.5.4 吸湿機構 .....	243
10.6 温度上昇とサーマルオフトラック .....	246
10.7 装置構成 .....	248
10.8 結 論 .....	248
参考文献 .....	251
謝 辞 .....	261

# 記 号

この論文で使用する主な記号は次のとおりである。

$A$ : 潤滑領域の内部 [ 図 2.1 ]	$F, F_0, F_2$ : 無次元摩擦力 [ 式 (6.31), (6.13), (6.30) ]
$a$ : 媒体面の振幅 [ 図 8.17, 8.27 ]	$f$ : 摩擦力
$\mathbf{a} = \{ a_{ij} \}$ : 直交座標系から面積座標系への交換行列 [ 式 (2.10) ]	$f_i, f_j, f_k$ : 面積座標系 [ 式 (2.8), 図 2.2 ]
$B = b/l$ : スライダ幅とスライダ長との比 [ 図 2.5, 3.8 ]	$G_p, G_s$ : 圧力流れと剪断流れの無次元流路コンダクタンス [ 式 (5.4) ]
$B_1$ : 圧力が既知の境界 [ 図 2.1 ]	$g_1, g_2, g_3$ : 流路コンダクタンス [ 式 (4.20) (4.26) ]
$B_2$ : 圧力勾配が既知の境界 [ 図 2.1 ]	$H = h/h_0$ : 無次元すきま [ 図 2.5, 3.8, 6.1, 7.1 ]
$B, C, D, B', C', D'$ : 速度係数 [ 表 6.1, 7.1 ]	$H = h/\bar{h}_0$ : 無次元すきま [ 図 5.1 ]
$b$ : 軸受幅 [ 図 2.5, 3.8 ] 矩形波状面粗さのランド幅と溝幅との和 [ 図 4.2, 4.15 ]	$H_1 = h_1/h_0$ : すきま比 [ 図 2.5, 3.8, 6.1, 7.1 ]
$b_1$ : 矩形波状面粗さのランド幅 [ 図 4.2, 4.15 ]	$H_1 = \bar{h}_1/\bar{h}_0$ : すきま比 [ 図 5.1 ]
$b_2$ : 矩形波状面粗さの溝幅 [ 図 4.2, 4.15 ]	$H_i, H_j, H_k$ : 節点番号 $i, j, k$ における無次元すきま [ 式 (2.18) ]
$c, c_{11}$ : 空気膜の減衰 [ 式 (8.3), 図 8.12 ]	$\widetilde{H}, \widetilde{H}^3$ : 無次元算術平均すきま [ 表 5.1 ]
$c$ : テーパーフラットスライダの傾きを表すパラメータ [ 図 2.5, 3.8 ]	$\widehat{H}, \widehat{H}^3$ : 無次元調和平均すきま [ 表 5.1 ]
$d$ : 円筒面スライダのクラウンハイト [ 図 4.15 ]	$\bar{H}, \bar{H}^3$ : 無次元混合平均すきま [ 表 5.1 ]
$E$ : 電場の強さ [ 式 (4.16), (4.18) ]	$h$ : 軸受すきま [ 図 2.5, 3.8, 6.1, 7.1 ]
$F = fh_0/(\mu b l U)$ : 無次元摩擦力 (有限幅の場合) [ 式 (2.66) ]	$h_0$ : 最小すきま [ 図 2.5, 3.8, 4.15, 6.1, 7.1 ]
$F = fh_0/(\mu l^2 U)$ : 無次元摩擦力 (無限幅の場合) [ 式 (2.89) ]	$h_1$ : 流入端すきま [ 図 2.5, 3.8, 6.1, 7.1 ]
	$h'_1$ : テーパーフラットスライダのフラット部先端のすきま [ 図 2.5, 3.8 ]

- $\bar{h}$  : 面粗さの先端の包らく線で与えられる平滑なすきま [ 図 5.1 ]  
 $\bar{h}_0$  : 流出端における  $\bar{h}$  の値 [ 図 5.1 ]  
 $\bar{h}_1$  : 流入端における  $\bar{h}$  の値 [ 図 5.1 ]  
 $\widetilde{h}, \widetilde{h}^3, \widetilde{h}^2$  : 算術平均すきま [ 式 (4.4), (4.10) ]  
 $\widehat{h}, \widehat{h}^3, \widehat{h}^2$  : 調和平均すきま [ 式 (4.7), (4.14) ]  
 $\bar{h}, \bar{h}^3, \bar{h}^2$  : 混合平均すきま [ 式 (4.36), (4.37) ]  
 $\widehat{h}'$  : 調和平均すきまの近似値 [ 式 (4.9) ]  
 $\Delta h$  : すきまの変動量 [ 式 (8.3), 図 8.17 ]  
 $I_x, I_y, I_z$  : 電流 [ 式 (4.17) ]  
 $i_x, i_z$  : 電流密度 [ 式 (4.16), (4.17) ]  
 $i, j$  : 直交座標系 O-XY の単位ベクトル [ 式 (2.24) ]  
 $J$  : スライダの慣性モーメント [ 図 8.17 ]  
 $K_{11}, K_{22}$  : 空気膜の無次元剛性 [ 図 8.7 ]  
 $k, k_{11}, k_{22}$  : 空気膜の剛性 [ 式 (8.3), 図 8.12 ]  
 $L = M \times N'$  : 総節点数 [ 式 (2.20) ]  
 $L$  : うねりの波長 [ 図 8.26 ]  
 $l$  : スライダ長 [ 図 2.5, 3.8, 4.15, 5.1, 6.1, 7.1 ]  
 $l_1$  : テーパーフラットスライダのテーパー部長さ [ 図 2.5, 3.8 ]  
 $M = \lambda_a / h_0$  : クヌッセン数 [ 式 (2.1) ]  
 $M$  : スライダ長あたりの節点数 [ 図 2.11 ]  
 $m$  : スライダ質量 [ 式 (8.2), 図 8.17 ]  
 $N$  : 分割数 [ 式 (4.20), 図 4.19 ]  
 $N'$  : スライダ半幅あたりの節点数 [ 図 2.11 ]  
 $n$  : 面粗さの山数 [ 図 5.1, 6.1 ], スライダ浮上面に立てた法線方法の座標 [ 図 7.1, 式 (7.4) ]  
 $\widetilde{n}$  : 面粗さの 2 乗平均山数 [ 式 (7.39) ]  
 $n$  : 潤滑領域の境界に立てた法線方向の単位ベクトル [ 式 (2.4) ]  
 $P = p / p_a$  : 無次元圧力 [ 式 (2.1) ]  
 $P, P_0, P_2$  : 無次元圧力 [ 式 (6.6) ]  
 $P_i, P_o$  : 流入端圧力, 流出端圧力, [ 式 (5.2), (5.3) ]  
 $\Delta P = P_i - P_o$  : 流入端と流出端との圧力差 [ 式 (5.4) ]  
 $P_i, P_j, P_k$  : 節点番号  $i, j, k$  における無次元圧力 [ 式 (2.17) ]  
 $p$  : 圧力  
 $p_a$  : 周囲圧  
 $p_w$  : 平均面圧 [ 式 (8.2) ]  
 $\widetilde{p}$  : 平均圧力 [ 式 (4.3) ]  
 $Q = q / (h_0 l U)$  : 無次元流量 [ 式 (2.5) ]  
 $Q, Q_0, Q_2$  : 無次元流量 [ 式 (6.6), (6.5), (6.5)', (6.8), (6.8)']  
 $Q_p, Q_s$  : 圧力流れと剪断流れの無次元流量 [ 式 (5.2), (5.3) ]  
 $q$  : 流量 (圧縮性流体の場合には質量流量) [ 式 (4.2) ]  
 $\widetilde{q}$  : 平均流量 [ 式 (4.3) ]  
 $R(m \Delta x), R_s(0)$  : 自己相関関数 [ 式 (7.36), (7.38) ]  
 $S$  : 三角形要素の面積 [ 図 2.2, 式 (2.6) ]

$S = \Delta X \Delta Y$  : 単位粗さの面積 [ 図 5.3 ]

$S_i, S_j, S_k$  : 再分割した三角形の面積 [ 図 2.2, 式 (2.7) ]

$S_g = ab$  あるいは  $1 - a' b'$  : 単位粗さ内の凹部の占める面積 [ 図 5.3 ]

$t$  : 時間

$U$  : 走行面の速度 [ 図 3.8, 4.15, 5.1, 6.1, 7.1 ]

$u = u'/U$  : 流体の走行方向の無次元速度 [ 図 6.1, 7.1 ]

$u, u_0, u_2$  : 流体の走行方向に沿う無次元速度 [ 式 (6.6) ]

$u'$  : 流体の走行方向の速度 [ 図 6.1, 7.1 ]

$v'$  : 流体の壁面に沿う方向の速度 [ 図 7.1, 式 (7.4) ]

$v'_{slip}$  : 流体の壁面に沿う方向のスリップ速度 [ 図 7.1, 式 (7.4) ]

$u'_{slip}, w'_{slip}$  :  $v'_{slip}$  の走行方向成分, すきま方向成分 [ 式 (7.5) ]

$W = w/(p_a b l)$  : 無次元負荷容量 (有限幅の場合) [ 式 (2.64) ]

$W = w/(p_a l^2)$  : 無次元負荷容量 (無限幅の場合) [ 式 (2.87) ]

$W, W_0, W_2$  : 無次元負荷容量 [ 式 (6.31), (6.13), (6.30) ]

$w$  : 負荷容量 [ 図 2.5, 3.8, 5.1, 6.1, 7.1 ]

$w = w'/( \epsilon U)$  : 流体のすきま方向の無次元速度 [ 図 6.1, 7.1 ]

$w, w_0, w_2$  : 流体のすきま方向の無次元速

度 [ 式 (6.6) ]

$w'$  : 流体のすきま方向速度 [ 図 6.1, 7.1 ]

$O-XYZ$  : 無次元直交座標系 ( $X = x/l, Y = y/l, Z = z/l$ )

$\bar{X} = \bar{x}/l$  : 無次元圧力中心位置 [ 図 2.5, 3.8, 4.15 ]

$\Delta X, \Delta Y$  : 分割区間の長さ [ 図 2.11 ], 単位粗さの一辺の長さ [ 図 5.3 ]

$O-xyz$  : 直交座標系 [ 図 2.1, 3.8, 4.15, 6.1, 7.1 ]

$x_0$  : 円筒面スライダの最小すきま位置 [ 図 4.15 ]

$\bar{x}$  : 圧力中心位置 [ 図 2.5, 3.8, 4.15 ]

$\Delta x, \Delta y$  : 参照面の一辺の長さ [ 図 4.19, 4.20 ]

$\alpha$  : 壁面修正係数 [ 図 3.12 ]

$\alpha_p, \alpha_s$  : 圧力流れと剪断流れのすきまの混合比 [ 式 (5.11), (5.13) ]

$\beta = S_g/S$  : 面粗さの凹部の占める面積割合 [ 図 5.4 ]

$\gamma = \tau_x/\tau_y$  : Peklenik 係数 [ 表 5.4 ]

$\gamma_{11}, \gamma_{22}$  : 潤滑膜の無次元減衰 [ 図 8.7 ]

$\Delta = \delta/h_0$  : 無次元面粗さ振幅 [ 図 6.1, 7.1 ]

$\Delta = \delta/\bar{h}_0$  : 無次元面粗さ深さ [ 図 5.1 ]

$\Delta$  : 三角形要素の面積 [ 式 (2.6) ]

$\nabla = \frac{\partial}{\partial X} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial Y} \mathbf{j}$  : ナブラ演算子 [ 式 (2.3) ]

$\delta$  : テーパフラットスライダのテーパ高さ [ 図 2.5, 3.8 ], 円筒面スライダのク

- ラウンハイト [ 図 2.5 ], 面粗さの深さ [ 図 4.2, 4.15, 5.1 ], 面粗さの振幅 [ 図 6.1 ]
- $\epsilon$  : スライダー浮上面のへこみの深さ [ 図 3.8 ]
- $\epsilon, \bar{\epsilon}$  : 微小量, 微小ベクトル
- $A = 6 \mu U l / (p_a h_0^2)$  : 圧縮性定数 (圧縮性流体の場合), ベアリング定数 (非圧縮性流体の場合) [ 式 (5.1), (6.1) (6.2) ]
- $A_x = A, A_y$  :  $x$  方向,  $y$  方向の圧縮性定数 [ 式 (2.1), (8.11) ]
- $A_b = 6 \mu U b / (p_a h_0^2 l)$  : スライダー幅で表した圧縮性定数 [ 式 (8.1) ]
- $A^* = 6 \mu U \tau / (p_a h_0^2)$  : 粗さの波長当りの局所圧縮性定数
- $\bar{A} = A_x i + A_y j$  : 二次元圧縮性定数 [ 式 (2.25) ]
- $\lambda$  : 分子平均自由行程 [ 式 (2.1), (4.1) (4.36), (7.4), (7.6) ]
- $\lambda_a$  : 周囲圧での分子平均自由行程 [ 式 (7.6) ]
- $\mu$  : 粘性係数 [ 式 (2.1), (4.1), (4.36) ]
- $\rho$  : 密度 [ 式 (4.1) ]
- $\sigma$  : 導電率 [ 式 (4.16), (4.18) ], ランダム面粗さの二乗平均振幅 [ 式 (7.36) ]
- $\sigma = 12 \mu \omega_0 l^2 / (p_a h_0^2)$  : スクイズ定数 [ 式 (8.11) ]
- $\sigma_b = 12 \mu \omega_0 b^2 / (p_a h_0^2)$  : スライダー幅で表したスクイズ定数 [ 式 (8.1) ]
- $\tilde{\sigma}$  : 合成したランダム面粗さの二乗平均振幅 [ 式 (7.38) ]
- $\bar{\sigma}, \hat{\sigma}$  : 算術平均導電率 [ 式 (4.21) ], 調和平均導電率 [ 式 (4.27) ]
- $\tau$  : 面粗さの波長 [ 図 6.1 ]
- $\tau = t / \omega_0$  : 無次元時間 [ 式 (8.1), (8.11) ]
- $\phi$  : 面粗さの位相 [ 式 (5.5), 図 7.14, 7.15 ]
- $\omega$  : 角振動数
- $\omega_0$  : 規準角振動数
- 添字
- $a$  : 周囲圧における値
- $i, j, k$  : 節点番号
- $l, m$  : 行列の  $l$  行  $m$  列要素
- $(m)$  : 要素番号
- $(n)$  : 逐次回數
- $p, s$  : 圧力流れ, 剪断流れ
- $\sim$  : 積分平均

## 第1章 序 論

非接触で高速・高精度なすべり運動が可能な軸受として、気体軸受が各種の精密な測定器、装置類に適用されるようになってきた。気体軸受は静圧形と動圧形とに大別される。静圧形は外部の高圧力源より供給される高圧気体によって負荷容量を得るもので、大きな負荷容量が得られ、安定性にも優れているが、構造が複雑になること、軸受系としての信頼性が外部の高圧力源によって制約されるなどの欠点がある。動圧形は末狭りのすきまを形成した静止面と走行面との間に、すべり運動により発生する圧力（動圧）を利用して負荷容量を得るもので、外部の高圧力源を必要としないため、半永久的な動作が可能であり、無保守・長寿命が必要な航空宇宙機器のジャイロ用スピンドル、磁気ドラム装置・磁気ディスク装置の浮動ヘッドスライダなどに実用されている。動圧軸受は、起動・停止時には負荷容量がなくなり、接触走行する。したがって、起動・停止が繰り返される場合には信頼性という観点から、動作時のすきまに比して極めて微小なすきまにおける潤滑特性が問題視される。また、浮動ヘッドスライダは、微小すきまとすることによってしか十分な負荷容量が得られない動圧気体軸受の特徴を有効に利用したもので、記録密度を高めるためには、ヘッドと媒体とのすきまをできるだけ小さくすることが必要であり、動作時のすきまはサブミクロンに達している。このような薄膜気体潤滑が、一般の潤滑問題と異にする問題点としては、以下のものがある。

- (i) すきまが気体の分子平均自由行程と同程度まで微小になると、気体の粒子性に起因する不連続流体としての特性が現れる。このため、気体を連続流体として扱っている従来の潤滑理論では十分に特性を表すことができなくなる。
- (ii) 軸受表面は滑らかではなく、面粗さがある。通常は、作動状態のすきまに比して面粗さが十分小さくなるように高精度に仕上げられるため、面粗さの影響が無視できる場合が多いが、微小すきまにおいては、相対的に粗さの影響が増大する。
- (iii) 圧縮性潤滑膜の特性を支配するレイノルズ方程式は非線形の偏微分方程式であり、数値計算により逐次近似的に解く方法以外に解を得ることはむずかしい。薄膜で気体潤滑される場合には、圧縮性に起因する非線形性が強くなるため、逐次近似の収束性が劣化する。

分子平均自由行程 (Molecular Mean Free Path, 以後記号  $\lambda$  で表す) の軸受すきま  $h$  に対する比として定義されるクヌッセン数  $M = \lambda / h$  が小さい場合には、近似的に固定表面で流体がスリップするとし、潤滑膜内では連続流体として扱うことが可能で、Burgdorfer はスリッ

ブ流れの境界条件を用いて修正レイノルズ方程式を導入した。<sup>(1)</sup> この式をもとにして、*PH*線形化法による近似解法、<sup>(2)</sup> スパイラル溝付軸受についての解析法<sup>(3)</sup>が研究された。 $\lambda$ の影響についての実験は、Hsing<sup>(3)</sup>らとTseng<sup>(4)</sup>によって行われた。前者は、スパイラル溝付軸受を対象としたもので、すきまが $1\mu\text{m}$ 程度であるため、まだ連続流体に近い領域である。後者は、浮動ヘッドを対象としたもので、サブミクロンのすきまであるが、 $\lambda$ の影響が小さくなる高荷重スライダを用いているため、 $\lambda$ の影響が比較的小さい範囲に限定されている。修正レイノルズ方程式は、スリップ流れの領域で成立する近似式で、適用可能な $M$ の範囲は制限されるが、これまでの実験結果は $M$ の範囲が狭く、実験例も少ないため、検証としては十分とは言えない。

面粗さをもつ面の潤滑特性を解析する方法は、これまでにいくつかの研究が発表されている。これらのほとんどは、面粗さがあってもレイノルズ方程式がそのまま成り立つとする、いわゆるレイノルズ粗さについてのもので、平均すきまを用いる方法と平均流量を用いる方法の二つに分類できる。前者は、粗い面を潤滑特性上これと等価な平滑な面で置き換えるもので、主として平行に並んだ細い溝状の面粗さ（一次元粗さ）を対象として研究が進められてきた。平均すきまは、Michell が走行方向に沿う粗さ（平行粗さ）に用いたのが最初である。<sup>(5)</sup> Hirsはスパイラル溝付軸受の解析に平均すきまを用いたが、<sup>(6)</sup> スパイラル溝は走行方向に斜交する粗さ（斜交粗さ）とみることができる。Tzengらは、走行方向に直交する粗さ（直交粗さ）について統計的手法を導入し、<sup>(7)</sup> Christensenはこれを有限幅軸受に拡張したが、<sup>(8),(9)</sup> 統計的手法における期待値は平均すきまと等価である。これらの一次元粗さについての平均すきまの考え方は、いずれも直観的に導入されたものであるが、その妥当性はElrodにより数学的に証明された。<sup>(10),(11)</sup> しかし、実験的な研究はこれまでにない。

二次元粗さについては、Christensenらは平行粗さと同じ平均化の手法を用いることを提案し、<sup>(9)</sup> Tonderはこれの数学的な証明を試みている。<sup>(12)</sup> しかし、この方法には矛盾が生ずることが指摘されている。<sup>(13)</sup> また、走行方向の平均化処理を行った後に、これと直交する方向の平均化処理を行う方法も提案されている。<sup>(14),(15)</sup> 一方、平均流量を用いる方法は、二次元粗さにも適用できるが、<sup>(16),(17)</sup> 流量係数が一義的に定まらないなどの問題点が残されている。<sup>(18)</sup> これまでのいずれの方法も、面粗さをもつすきまをそのまま用いて計算した厳密解との比較、あるいは実験的な確認がないため、その妥当性はまだ証明されていない。

すきまが面粗さと同程度まで微小になると、すきまの変化を微小量とするレイノルズ方程式の仮定が成り立たなくなってくる。この場合にはナビエ・ストークス方程式そのものを解析の対象としなければならないため、そのような面粗さはレイノルズ粗さと対比して、ストークス



粗さと呼ばれている。ストークス粗さについては、これまでに Sun ら<sup>(19)</sup> と Elrod ら<sup>(13),(20)</sup> の二つの研究があるが、両者の間で結果に差異があり、妥当性がはっきりしていない。

流体潤滑問題は、数学的には楕円形偏微分方程式であるレイノルズ方程式によって表される。レイノルズ方程式が非線形となる圧縮性潤滑膜の場合、あるいは線形な非圧縮性潤滑膜でも、複雑な軸受形状の場合には、解析的に解くことは困難であり、電子計算機の進歩に伴って、レイノルズ方程式を直接数値計算法によって解く方法が研究のテーマとされ、各種の数値解法が開発されてきた。<sup>(21),(22)</sup> これらの研究の流れの一つは、薄膜で気体潤滑される場合のように、圧縮性による非線形が強くなるにしたがって劣化する逐次近似の収束性を改善する方法であり、<sup>(23)~(26)</sup> 他の一つは、ステップ軸受などのように、すきまが不連続な場合に統一的な解が得られず、補助条件を必要とするレイノルズ方程式の欠点を解消する方法である。<sup>(27)~(31)</sup> 有限要素法は、潤滑面の幾何学的形状・場の物性値には全く依存しないプログラミングが可能であり、これまでに開発された計算手法のうちでは最も汎用性の高い計算手法といえる。<sup>(32)~(35)</sup> しかし、これまでに修正レイノルズ方程式に対応する汎関数が提供されておらず、薄膜潤滑問題に適用されるまでに至っていない。

本論文では、第2章において有限要素法による汎用性と逐次近似の収束性とに優れた数値計算法、第3章~第7章において薄膜気体潤滑に特徴的なスリップ流れ、レイノルズ粗さ、ストークス粗さについての基礎的な研究結果を示し、第8章~第10章において、薄膜気体潤滑を応用した浮動ヘッドスライダ、浮動ヘッド位置決め機構などの応用研究と、これらの技術を用いた小形大容量磁気ディスク装置の開発結果を示している。

まず、スリップ流れを考慮したレイノルズ方程式に対応する汎関数を導入し、また、逐次近似の収束性に優れたニュートン・ラフソン法による計算手順を示して、有限要素法の適用法を確立した。さらに、この計算手法を用いて、広範囲の圧縮性定数 $\lambda$ についてスリップ流れの影響を明らかにするとともに、実験結果と比較し、サブミクロンのすきま領域における修正レイノルズ方程式の妥当性を実証した。面粗さの影響については、まず、基本的特性をみるために、数値計算シミュレーションにより、有限波長に起因する局所圧縮性の効果を明らかにし、平均すきま理論の限界を示した。また、電気的アナロジイを用いて、一次元および二次元粗さに関する平均すきまの導入法を示すとともに、規則的に分布した平行粗さあるいは直交粗さをもつスライダ軸受による実験結果と平均すきまによる計算結果とを比較し、一次元平均すきま理論の妥当性を実証した。ついで、流路コンダクタンスの考え方と単位粗さの概念を用いた結果と

して、二次元粗さの等価平均すきまは、算術平均と調和平均とを混合した形の混合平均すきま  
で表すことができることを示し、混合すきまで表したレイノルズ方程式を導入した。ストーク  
ス粗さについては、速度、圧力に加えて流量をも被摂動量とする解法を示すとともに非圧縮性  
および圧縮性の潤滑膜に適用して、流量、負荷容量、摩擦力に及ぼす影響を明らかにした。さ  
らに、ストークス粗さにおいても速度のスリップが壁面に沿って生ずるとして、スリップ流れ  
の境界条件を導入して、スリップ流れ領域のストークス粗さの影響を明らかにした。

浮動ヘッドスライダについては、高記録密度化に必要な微小浮上すきまを実現するための設  
計指針を明らかにし、浮上すきま  $0.2\mu\text{m}$  を目標にした2種類の浮動ヘッドスライダの設計試作の結  
果を示した。浮動ヘッドは、ビットパターンが同心円状に記録されているトラックに、高速・  
高精度に位置決めされて情報の記録再生を行う。このための機構として、直進形およびス  
ィング形の位置決め機構の設計試作の結果を示した。最後に、これらの技術を用いた浮動ヘッ  
ドの浮上すきま  $0.22\sim 0.27\mu\text{m}$ 、平均アクセス時間（磁気ヘッドを所定のトラックに位置決め  
するのに要する時間） $18\text{ms}$ 、スピンドル容量  $400\text{ MB}$  の大容量小形磁気ディ  
スク装置の研究開発の結果を示した。

第2章では、分子平均自由行程の影響を考慮した修正レイノルズ方程式に対応する変分式を  
導入して、有限要素法の適用方法を示すとともに、離散値化した後に得られる連立非線形代数  
方程式をニュートン・ラフソン逐次近似法で解く計算手順を示した。また、代表的な3種類の  
すきま形状のスライダに適用した計算例、逐次近似の収束性、収束解の不安定現象についても  
言及した。本手法には、すきまの微分項が含まれないため、すきまの連続・不連続に関係なく  
統一的な汎用プログラミングが可能であり、また、ニュートン・ラフソン法は収束性が高く、  
かつ非線形性が強くなる圧縮性定数  $\lambda$  が大きい場合にも2～5回の反復計算で解が得られるの  
で、有用性が高い。

第3章では、第2章で示した計算手順をスライダ軸受に適用し、広範囲の圧縮性定数  $\lambda = 1\sim 10^4$  について分子平均自由行程  $\lambda$  の影響を明らかにした。 $\lambda$  の影響は、すきま形状と  $\lambda$  値に依  
存するが、無次元負荷容量  $W$  が同一の条件下で比較すれば、クヌッセン数  $M$  の大きさによって  
ほぼ一義的に定量化できることから、 $W$  が  $\lambda$  の影響の大きさを見積る上で好都合なパラメータ  
となることを示した。また、荷重や速度とすきまの関係などの静特性に及ぼす影響を明らかに  
した。さらに、無次元負荷容量  $W$  が  $0.1\sim 0.4$  の軽荷重スライダを用い、サブミクロンのすき  
ま領域で、 $\lambda$  に起因する負荷容量の減少率が  $30\sim 70\%$  の範囲で実験を行った。負荷容量の減  
少率が  $60\%$  程度までは、実験値と修正レイノルズ方程式による計算値とよい一致を示すこと

から、この領域までの修正レイノイズ方程式の妥当性を実証した。

第4章では、まず、一次元粗さに関する平均すきま理論の適用法を示した。ついで、一次元あるいは二次元の矩形波状粗さをもつスライダ軸受を対象として、数値計算シミュレーションにより、平行粗さ、直交粗さおよび二次元粗さの特性、粗さの波長を有限とした場合に現れる粗さの凹凸内の局所圧縮性の効果を明らかにし、平均すきま理論と比較して、その適用限界を示した。また、非圧縮性レイノルズ方程式が静電場方程式と同様のポアソン方程式であり、すきまが導電率に対応する関係があることを利用して、すきまを電流コンダクタンス網に置き換えて、平行粗さは並列コンダクタンス、直交粗さは直列コンダクタンスに対応させることにより、平均すきまを求める方法を示した。これを二次元粗さに拡張して、二次元粗さに関して、算術平均と調和平均とを混合する形の新しい平均化の方法を提案した。さらに、規則的に分布した平行あるいは直交粗さをもつスライダを用いた実験と平均すきまによる計算結果とを比較し、一次元平均すきま理論の妥当性を実証した。

第5章では、規則的に分布した粗さをもつ平行2面間の流路コンダクタンスの特性を用いた結果として、1波長分の粗さで構成される単位粗さの概念を導入し、対称な単位粗さを選べば、単位粗さの集合としてのマクロな面粗さが、ミクロな単位粗さの流路コンダクタンスの特性に支配されることを示した。また、二次元粗さがある場合の流路コンダクタンスは、圧力流れと剪断流れのいずれの場合にも、算術平均すきまから求めたそれよりも小さく、調和平均すきまから求めたそれよりも大きいことを明らかにした。これらの結果より、二次元粗さをもつ面と等価な平滑面が算術平均と調和平均とを混合した形の混合平均すきまを与えられること、混合比は対称な単位粗さモデルから求められることを明らかにし、混合平均すきまを与えられるレイノルズ方程式を導入した。等方性、異方性の二次元粗さについて、混合平均すきまによる計算結果と厳密解とを比較し、両者がよい一致を示すことから、混合平均すきまの妥当性を確認した。本手法は単位粗さの流路コンダクタンスを用いて容易に計算できるため、実用的にも有用である。

第6章では、スライダ側にストークス粗さのある非圧縮性および圧縮性潤滑膜について、圧力、速度に加えて、これらの二つの境界条件を関連付ける定数として、流量をも被摂動量とするナビエ・ストークス方程式の解法を示した。また、圧縮性潤滑膜の場合に流れの連続式に部分積分法を適用して、ストークス粗さの効果として現れる二次の圧力を陽に求める方法を提案し、この方法が圧縮性の評価に有用であることを確認した。この方法により、スライダ軸受の流量、負荷容量、摩擦力に及ぼすストークス粗さの影響を明らかにするとともに、速度分布、

圧力分布を用いて物理的な解釈を加えた。ストークス粗さの影響は粗さの波長の2乗に反比例し、非圧縮性潤滑膜では負荷容量を増大させるが、圧縮性の効果が大きい場合には、逆に負荷容量を減少させること、また、ストークス粗さはその振幅のほぼ2乗に比例して負荷容量を増加させ、振幅が大きいと、この割合は加速されるため、振幅を微小量とする従来の解析法は、ストークス粗さの影響を過小に見積る結果になることなどを明らかにした。

第7章では、面粗さがある場合にも、分子平均自由行程に起因する速度スリップが壁面に沿って生ずるとして、ストークス粗さに関するスリップ流れの速度境界条件を導入し、第6章で示した摂動解を適用して、スリップ流れの領域におけるストークス粗さの影響を明らかにした。スリップ流れに起因する負荷容量の減少量は、非圧縮性潤滑膜では平滑面、レイノルズ粗さ、ストークス粗さの順に大きくなる。一方、圧縮性の効果が大きい場合には、ストークス粗さではクヌッセン数 $M$ の増加とともに負荷容量は一旦増加し、その後に減少し始めるため、負荷容量の減少量は最も小さく、ついで平滑面、レイノルズ粗さの順に大きくなる。また、自己相関長さを指定して計算機で合成したランダム面粗さの場合に適用して、ランダム面粗さは平均的には、2乗平均振幅と2乗平均山数から定まる正弦波状面粗さと等価な特性を示すことを明らかにした。

第8章では、スライド気体軸受の特長を効果的に利用して実用されている磁気ディスク用浮動ヘッドスライドの浮上すきまの微小化技術を示した。ヘッドが媒体に接触した状態での起動・停止（Contact Start Stop，以後CSSと略記する）を行う低押圧力・低面圧のテーパフラットスライドおよびテーパクラウンスライドを対象として、静特性については、第2章で示した高圧縮性領域においても収束性の良い数値計算法を用いて、広範囲の圧縮性定数 $A$ についての設計チャートを、動特性については、周波数領域に変換した動的レイノルズ方程式の数値計算により求めた剛性・減衰係数のチャートを示した。この結果をもとに微小すきまスライドの設計指針として、平均面圧が小さく、かつ追従性の高いスライド形状はスライド幅の小さい平面スライドであることを明らかにした。浮上すきまを微小化するために、スライド浮上面、媒体面の精度を向上していくと両者が吸着するようになり、起動時に損傷する危険性が増大する。これを回避することが実用上大きな課題となっている。ここでは、吸着を防止するための以下の2種類の方法について、スライドの浮上すきまの目標値を $0.2\mu\text{m}$ として試作検討を行った。

(a) 高い加工精度が得られるテーパフラットスライドを採用し、停止中には、スライドを媒体面より引き離しておき、起動直前にこれを媒体面に押圧する。

(b) スライダ浮上面を微小なクラウンハイトを持つ円筒面状に加工し、停止中の接触面積を減らす。

(a)については、複数のヘッドを同時に動作することが可能な簡易なランディングオン・オフ機構を開発し、動作の安全性を確認した。(b)では、小径ディスクのように、うねりの波長が小さい場合に支配的となるうねりモードのすきま変動が、スライダ浮上面の場所に大きく依存し、流出端よりやや前方において最小になることを明らかにした。この結果として円筒面スライダとすることによって、流出端より前方に移動する最小すきま位置を、うねりモードのすきま変動が最小となる位置に一致させ、この位置にコアを配置した追従性の高い浮動ヘッドを設計した。また、 $0.15\mu\text{m}$ 以上の突起を完全に除去可能な媒体の平滑化技術、2万回以上のCSS動作を可能とし、かつ60mN以下の吸着力を安定に実現できる表面潤滑技術を確立した。

第9章では、浮動ヘッドを所定のトラックに位置決めするためのヘッドポジショナの高速・高精度化技術を示した。ポジショナ機構は、可動コイル形のリニアモータ、浮動ヘッドを搭載するキャリッジと案内機構とで構成される。高速・高精度化のための機構部設計の要点は、モータの高出力化および浮動ヘッドアーム、キャリッジ、ムービングコイルを含む可動部の軽量・高剛性化である。本章では、まず、ポジショナの運動方程式と駆動電流方程式とを基礎とし、定電流駆動方式と定電圧駆動方式とを対比して、目標とする速度を実現するためのボイスコイルモータの設計手順を示し、力定数、空隙磁束密度、磁性材料、巻線数などをパラメータとする計算プログラムを作成してシミュレーションを容易にした。案内機構としては直進形とスイング形とがあり、振動特性上は前者が、小形化の点では後者が有利である。そこで、それぞれの形式について、モータの小形化、可動部の軽量・高剛性化、振動特性の向上を目的に試作を行った。直進形については、14インチ形磁気ディスク装置を対象にショートコイル・センタポール形式として、可動部の一体化、対称構造の採用により、300gの軽量化を実現し、かつ主機械共振点として2kHz以上を得た。また、マグネシウム合金の可動部、小形化を可能とするセンタポール内にキャリッジを内蔵する構造など先駆的な試みを行い、良好な結果を得た。スイング形については、8インチ形磁気ディスク装置を対象にヘッドアームを積層して構成したアームアセンブリを、平板状永久磁石と偏平コイルで構成される磁気回路で駆動する小形簡易構造を開発した。有限要素法、モーダル解析を用いてシーク方向の主機械共振点を2kHz以上、直進形換算の等価可動部重量150gを実現し、平均アクセス時間18msの高速ヘッド位置決めを可能とした。

第10章では、微小浮上すきまの浮動ヘッドを搭載した大容量小形磁気ディスク装置の開発結果を

示した。磁気ディスク装置は情報処理のファイル記憶として中心的な位置を占めており、大容量化・小形化が強く望まれている。この要求に応え得る装置として、8インチディスクを用いた小形・高信頼で400メガバイトの大容量のヘッドディスクアセンブリ（HDA）とこれを8台搭載した集合形磁気ディスク装置（装置容量；3.2ギガバイト）を開発した。磁気ディスク装置の主要な性能は面記録密度、アクセス速度、信頼性で評価される。これらの性能を向上させるための機構設計上の課題は、ヘッド浮上すきまの微小化、ヘッド位置決め的高速・高精度化、防塵防湿の強化と構造の簡明化などである。本装置では、8.4節で示した浮上すきま $0.22 \sim 0.27 \mu\text{m}$ の浮動ヘッドと媒体、9.3節で示した平均アクセス時間 $18\text{ms}$ 、位置決め精度 $\pm 0.2 \mu\text{m}$ 以下の小形簡易なスィング形位置決め機構を用いた。構造設計としては、ディスク回転機構ヘッド位置決め機構、空気清浄機構などをコンパクトに一体化し、防塵防湿のために磁性流体シール、吸湿機構などを用いた新しい密閉構造を構成した。これにより、 $0.22 \mu\text{m}$ における安全なヘッド浮上を可能とし、 $550 \text{ビット}/\text{mm}$ の高い線記録密度を実現した。また、ディスク回転精度の向上とシェル構造の採用などによる振動の抑圧（総合残留振動； $\pm 0.5 \mu\text{m}$ 以下）およびディスク間の温度分布の均一性の向上や構造の対称化などによる熱膨張差・熱変形の抑圧（温度変化によって生ずる位置ずれ； $1.5 \mu\text{m}/40^\circ\text{C}$ 以下）により、総合的な位置決め誤差を $\pm 2 \mu\text{m}$ 以下に抑え、 $43 \text{トラック}/\text{mm}$ の高いトラック密度を実現した。本装置の寿命部品としては、軸受、軸受グリース、磁性流体シール、吸湿剤がある。軸受とグリースについては設計上の配慮から、磁性流体シールについては蒸発抑制板と磁性流体補給機構により、吸湿剤については湿気の拡散侵入抑制絞りと吸湿速度調整絞りにより、それぞれ5年以上の長寿命を実現した。本装置は、定期点検・保守が必要なスピンドル駆動用ベルトや除塵のための外部フィルタを必要としない構造としたこと、寿命部品を長寿命化したことにより、5年以上にわたる無保守運転が可能である。

## 第2章 流体潤滑問題への有限要素法の適用<sup>(36)</sup>

### 2.1 緒 言

有限要素法のご概念は、構造解析の分野では問題を数値的に解く手法として、古くから使用されていた。1965年にZienkiewiczらが、取り扱う系の全ポテンシャルエネルギーを最小にするという変分原理が成り立つ場の問題に広く適用可能であることを指摘し<sup>(37)</sup>、これを契機にして、伝熱および物質移動、流体力学、潤滑等の場の問題に広く適用され始めた。

潤滑問題を支配するレイノルズ方程式は、場の問題であり、変分によって解くことは古くから試みられていた。Haysは1959年に二次元・非圧縮・定常なレイノルズ方程式に対応する変分式を導入し、リッツの方法による近似解を示した<sup>(38)</sup>。Reddiは1969年にHaysとは別の方法で非圧縮性レイノルズ方程式に対応する変分式を導入し、はじめて有限要素法を適用した計算手法を確立し<sup>(32)</sup>、さらに圧縮性がある場合に拡張した<sup>(33)</sup>。これとは別に和田らは、圧力の他に流量をも状態量とする解法を示した<sup>(34)</sup>。これまでがいわば流体潤滑問題への有限要素法の適用の黎明期であり、これ以後、個別の問題に適用した特性解析、具体的な計算手法、粘性変化の影響、EHL問題への拡張等について数多くの論文が出され、<sup>(39)~(42)</sup>また専門書も刊行されるに至った。<sup>(43),(44)</sup>

有限要素法の特徴は、潤滑面の幾何学的形状・場の特性値には全く依存しないプログラミングが可能であることである。すなわち、差分法のように境界の形状と座標軸とを一致させる必要はなく、またすきま形状が不連続な場合にも、境界条件が既知圧力・既知流量あるいは対称条件・周期条件で与えられていても何ら特別の注意を払う必要はない。この点では、現在までに開発された数値計算手法の中では最も汎用性の高い計算手法と言える。

本章では、気体潤滑の特性を効果的に利用して実用されている浮動ヘッドスライダの設計に資することを目的に、有限要素法の流体潤滑問題への適用法を示す。浮動ヘッドのようにサブミクロンの微小すきま領域になると分子平均自由行程 $\lambda$ に起因するスリップ流れの影響が顕在化する。そこで、 $\lambda$ を考慮したレイノルズ方程式に対応する変分表示式を導入して、有限要素法の適用方法を示すとともに、圧縮性レイノルズ方程式を離散値化して得られる非線形の連立代数方程式をニュートン・ラフソン逐次近似法によって解く計算手順を示した。また、計算プログラム作成上の注意、代表的な3種類のすきま形状のスライダ気体軸受〔(a) 円筒面、(b) テーパーフラット、(c) ステップ〕に適用した計算例、逐次

近似の収束性などについても言及した。

## 2.2 スリップ流れを考慮したレイノルズ方程式に対応する変分式の導入

図 2.1 の座標系で示される潤滑領域 A において Burgdorfer の導入した  $\lambda$  を考慮した レイノルズ方程式は、無次元表示した形で次式で与えられる。<sup>(1)</sup>

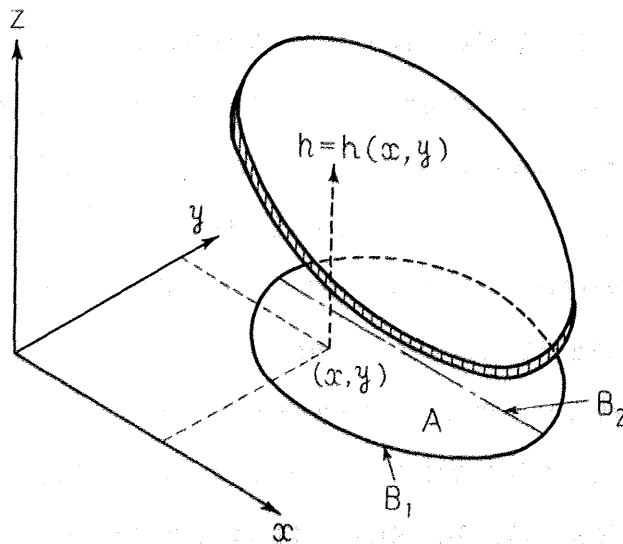


図 2.1 潤滑領域と座標系

$$\frac{\partial}{\partial X} \left( PH^3 \left( 1 + \frac{6M}{PH} \right) \frac{\partial P}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left( PH^3 \left( 1 + \frac{6M}{PH} \right) \frac{\partial P}{\partial Y} \right) = A_x \frac{\partial PH}{\partial X} + A_y \frac{\partial PH}{\partial Y} \quad (2.1)$$

ここで

$$H = h/h_0, \quad P = p/p_a, \quad M = \lambda_a/h_0,$$

$$X = x/l, \quad Y = y/l$$

$$A_x = 6\mu U l / (p_a h_0^2), \quad A_y = 6\mu V l / (p_a h_0^2)$$

$h$  : 軸受すきま,  $h_0$  : 最小すきま

$l$  : 軸受長さ,  $p$  : 圧力,  $p_a$  : 周囲圧,

$U$  :  $x$  方向の速度,  $V$  :  $y$  方向の速度,

$\lambda_a$  : 周囲圧での分子平均自由行程,  $\mu$  : 粘性係数

である。



境界条件としては実用上よく用いられている次の条件を用いる。

1) 境界  $B_1$  上で圧力が既知である ( $p = p_0$ )。

2) 境界  $B_2$  が対称軸上にある。

微分方程式 (2.1) を境界条件 1), 2) のもとで解く境界値問題と等価な変分問題は、次の汎関数の  $\Phi(P)$  の停留関係  $P$  を求めることである。

$$\delta \Phi(P) = 0 \quad (2.2)$$

ただし、

$$\delta \Phi(P) = \iint_A (PH^3 \nabla P \cdot \nabla \delta P - \bar{A} PH \cdot \nabla \delta P + 6MH^2 \nabla P \cdot \nabla \delta P) dS \quad (2.3)$$

ここで  $A$  は潤滑領域、 $\bar{A} = A_x \mathbf{i} + A_y \mathbf{j}$  はベクトルの内積演算子、 $\nabla$  はナブラ演算子

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial X} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial Y} \mathbf{j}$$

である。

これは以下のように証明することができる。

式 (2.3) にグリーンの定理を適用すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \delta \Phi(P) = & - \iint_A \nabla \cdot (PH^3 \nabla P - \bar{A} PH + 6MH^2 \nabla P) \delta P dS \\ & + \int_{B_1+B_2} \mathbf{n} \cdot (PH^3 \nabla P - \bar{A} PH + 6MH^2 \nabla P) \delta P ds \end{aligned} \quad (2.4)$$

ここで  $\mathbf{n}$  は潤滑領域の境界に立てた法線方向の単位ベクトルである。式 (2.1) が式

(2.2) のオイラーの方程式であることの必要条件は、 $P$  が式 (2.2) の停留関数であれば、式 (2.4) の第 1 項、第 2 項はそれぞれ零となり、第 1 項における  $\delta P$  の任意性から

式 (2.1) が得られ、第 2 項から境界においては  $\delta P = 0$  (圧力が既知) かあるいは境界を横切る方向の流量  $\mathbf{n} \cdot (PH^3 \nabla P - \bar{A} PH + 6MH^2 \nabla P) = 0$  (対称軸上) でなければならない、

これより境界条件 1), 2) が得られることで証明される。十分条件は  $P$  が境界条件 1), 2) のもとで、式 (2.1) を満足すれば式 (2.4) より式 (2.2) が成り立つことで証明される。

式 (2.2) は分子平均自由行程  $\lambda$  を考慮した潤滑問題に対応する変分問題であり、 $\lambda$  の

効果は第3項で示され、 $\lambda$ が0の場合には文献(33)の結果と一致する。

[参考]

境界条件が流量 $Q$ で与えられている場合には、汎関数は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \delta\Phi(P) = & \iint (PH^3 \nabla P \cdot \nabla \delta P - \bar{\lambda} PH \cdot \nabla \delta P + 6MH^2 \nabla P \cdot \nabla \delta P) dS \\ & + 2 \int_{B_3} Q \delta P ds \end{aligned} \quad (2.5)$$

ただし、 $B_3$ は流量が与えられている境界とする。

## 2.3 有限要素法の適用

### 2.3.1 面積座標

有限要素法の骨子は変分表示された未知関数を有限個の未知数によって表すことである。この場合に、リッツの方法のように場全体におよぶ連続関数を用いるかわりに、場を微小な有限個の要素に分割し、各要素毎に未知関数を、未知定数を係数とする多項式で表す。要素内で変数が連続的に変化し、しかも頂点の値から一義的に定まるならば、各要素間の変数の連続性は自動的に満足される。最も簡単な分割は三角形要素であり、この場合変数の連続性を満足する最も簡単な多項式は一次式である。三角形要素分割を行った場合に、面積座標を用いれば、式(2.3)の面積分は積分を実行することなしに、単に算術的に求めることができる。

図2.2に示す三角形 $ijk$ の頂点の座標を $(x_i, y_i)$ ,  $(x_j, y_j)$ ,  $(x_k, y_k)$ とすると、三角形の内部の点 $Q$ の座標 $(x, y)$ は、三角形の各辺と点 $Q$ とで形成される三つの三角形(そのうちの二つの三角形)の面積比で一義的に定まる。三角形 $ijk$ の面積を $S$ 、分割された三つの三角形の面積を $S_i, S_j, S_k$ とすれば

$$S = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & x_i & y_i \\ 1 & x_j & y_j \\ 1 & x_k & y_k \end{vmatrix} = A \quad (2.6)$$

$$S_i = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & x & y \\ 1 & x_j & y_j \\ 1 & x_k & y_k \end{vmatrix} \quad S_j = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & x_i & y_i \\ 1 & x & y \\ 1 & x_k & y_k \end{vmatrix} \quad S_k = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & x_i & y_i \\ 1 & x_j & y_j \\ 1 & x & y \end{vmatrix} \quad (2.7)$$

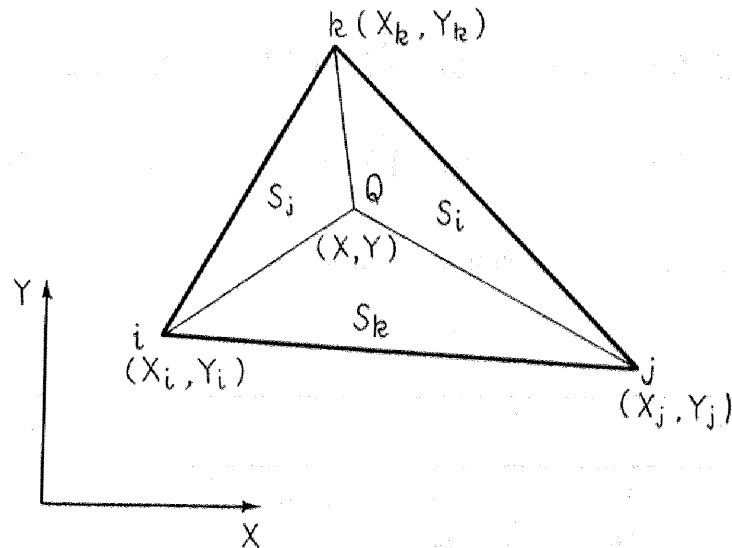


図 2.2 三角形要素分割

となる。面積座標  $f_i$ ,  $f_j$ ,  $f_k$  は

$$\left. \begin{aligned} f_i &= \frac{S_i}{S}, \quad f_j = \frac{S_j}{S}, \quad f_k = \frac{S_k}{S} \\ f_i + f_j + f_k &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

で定義される。このとき

$$\left. \begin{aligned} x &= f_i x_i + f_j x_j + f_k x_k = (x_i - x_k) f_i + (x_j - x_k) f_j + x_k \\ y &= f_i y_i + f_j y_j + f_k y_k = (y_i - y_k) f_i + (y_j - y_k) f_j + y_k \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

となり、点 Q の座標は面積座標  $f_i$ ,  $f_j$ ,  $f_k$  について対称な形で表示される。式

(2.9) は

$$\begin{pmatrix} f_i \\ f_j \\ f_k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{i1} & a_{i2} & a_{i3} \\ a_{j1} & a_{j2} & a_{j3} \\ a_{k1} & a_{k2} & a_{k3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ x \\ y \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

ただし

$$\begin{aligned} a_{i1} &= \frac{1}{2\Delta} (x_j y_k - x_k y_j) & a_{i2} &= \frac{1}{2\Delta} (y_j - y_k) & a_{i3} &= \frac{1}{2\Delta} (x_k - x_j) \\ a_{j1} &= \frac{1}{2\Delta} (x_k y_i - x_i y_k) & a_{j2} &= \frac{1}{2\Delta} (y_k - y_i) & a_{j3} &= \frac{1}{2\Delta} (x_i - x_k) \\ a_{k1} &= \frac{1}{2\Delta} (x_i y_j - x_j y_i) & a_{k2} &= \frac{1}{2\Delta} (y_i - y_j) & a_{k3} &= \frac{1}{2\Delta} (x_j - x_i) \end{aligned} \quad (2.11)$$

と表すこともできる。座標変換式(2.9)に対するヤコビアンは

$$\frac{\partial(x, y)}{\partial(f_i, f_j)} = \begin{vmatrix} x_i - x_k & y_i - y_k \\ x_j - x_k & y_j - y_k \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & x_i - y_i \\ 1 & x_j - y_j \\ 1 & x_k - y_k \end{vmatrix} = 2\Delta \quad (2.12)$$

となる。図2.3に示すように $f_j$ を一定としたとき、点 $Q$ は辺 $\overline{ki}$ に平行に移動することになるから $f_i$ のとり得る値は $0 \leftrightarrow 1 - f_j$ である。したがって

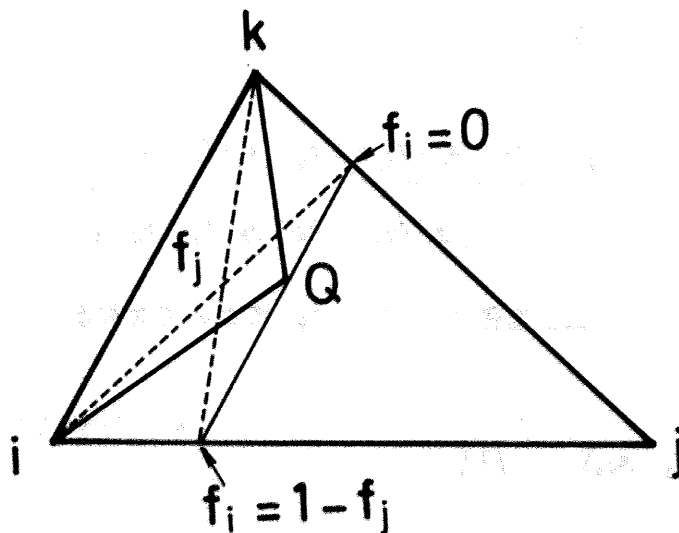


図 2.3 面積分の範囲

$$\iint_{\Delta} dx dy = 2 \Delta \int_0^1 df_j \int_0^{1-f_j} df_i = \Delta \quad (2.13)$$

となる。一般に  $f_i, f_j, f_k$  の多項式の面積分を

$$\iint f_i^{m_i} f_j^{m_j} f_k^{m_k} df_i df_j = \frac{1}{\beta} \quad (2.14)$$

とすれば表 2.1 が得られる。

表 2.1 面 積 分

$n = m_i + m_j + m_k$	$m_i$	$m_j$	$m_k$	$\beta$
0	0	0	0	2
1	1	0	0	6
2	2	0	0	12
	1	1	0	24
	3	0	0	20
3	2	1	0	60
	1	1	1	120
	4	0	0	30
	3	1	0	120
4	2	2	0	180
	2	1	1	360
	5	0	0	42
	4	1	0	210
5	3	2	0	420
	3	1	1	840
	2	2	1	1260
	6	0	0	56
	5	1	0	336
	4	2	0	840
6	3	3	0	1120
	4	1	1	1680
	3	2	1	3360
	2	2	2	5040

また、式 (2.9) から次の微分演算が成り立つことがわかる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial f_i} \frac{\partial f_i}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial f_j} \frac{\partial f_j}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial f_i} \frac{\partial f_i}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial f_j} \frac{\partial f_j}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (2.15)$$

式(2.10)の $f_i, f_j$ を式(2.15)に代入すると

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} &= a_{i2} \frac{\partial}{\partial f_i} + a_{j2} \frac{\partial}{\partial f_j} \\ \frac{\partial}{\partial y} &= a_{i3} \frac{\partial}{\partial f_i} + a_{j3} \frac{\partial}{\partial f_j} \end{aligned} \right\} \quad (2.16)$$

### 2.3.2 変分式の離散値化

式(2.3)を面積座標系を用いて離散値化する。以下、無次元座標系であることを示すため $x, y$ のかわりに $X, Y$ を用いることとする。 $m$ 番目の三角形要素内での圧力 $P_{(m)}$ およびすきま $H_{(m)}$ をその三角形の頂点における値( $P_i, P_j, P_k$ ), ( $H_i, H_j, H_k$ )で次のように表す。

$$P_{(m)} = f_i P_i + f_j P_j + f_k P_k \quad (2.17)$$

$$H_{(m)} = f_i H_i + f_j H_j + f_k H_k \quad (2.18)$$

以下、添字 $(m)$ は参照している三角形要素 $m$ に固有の値を示す。式(2.17)を全節点の圧力に拡張すると、

$$P_{(m)} = f_{(m)}^T P \quad (2.19)$$

ただし、

$$P = (P_1 P_2 P_3 \cdots P_L)^T \quad L: \text{全節点} \quad (2.20)$$

$$f_{(m)} = (0 \cdots f_i \cdots 0 \cdots f_j \cdots 0 \cdots f_k \cdots 0)^T \quad (2.21)$$

となる。式(2.19)に式(2.16)を適用すれば、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial P_{(m)}}{\partial X} &= (0 \cdots a_{i2} \cdots 0 \cdots a_{j2} \cdots 0 \cdots a_{k2} \cdots 0) P \\ \frac{\partial P_{(m)}}{\partial Y} &= (0 \cdots a_{i3} \cdots 0 \cdots a_{j3} \cdots 0 \cdots a_{k3} \cdots 0) P \end{aligned} \right\} \quad (2.22)$$

となる。したがって

$$B_{(m)} = \begin{pmatrix} 0 & \cdots & a_{i2} & \cdots & 0 & \cdots & a_{j2} & \cdots & 0 & \cdots & a_{k2} & \cdots & 0 \\ 0 & \cdots & a_{i3} & \cdots & 0 & \cdots & a_{j3} & \cdots & 0 & \cdots & a_{k3} & \cdots & 0 \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

とおけば

$$\nabla P_{(m)} = \begin{pmatrix} i & j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial P_{(m)}}{\partial x} \\ \frac{\partial P_{(m)}}{\partial y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i & j \end{pmatrix} B_{(m)} P \quad (2.24)$$

となる。また

$$\bar{A} = \begin{pmatrix} i & j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

と表せるから、式(2.19)、(2.24)、(2.25)を式(2.3)に代入し、 $\delta P$ が任意である条件を用いれば、次式を得る。

$$\sum_{(m)} \iint_{A_{(m)}} \{ (B_{(m)}^T C_{(m)} B_{(m)} P - B_{(m)}^T U_{(m)}) f_{(m)}^T P + B_{(m)}^T E_{(m)} B_{(m)} P \} dS_{(m)} = 0 \quad (2.26)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} C_{(m)} &= \begin{pmatrix} H^3 & 0 \\ 0 & H^3 \end{pmatrix} \\ U_{(m)} &= (H A_x \quad H A_y)^T \\ E_{(m)} &= \begin{pmatrix} 6MH^2 & 0 \\ 0 & 6MH^2 \end{pmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (2.27)$$

である。分子平均自由行程 $\lambda$ を考慮することによって、式(2.26)の第2項が付加されることになる。

### 2.3.3 ニュートン・ラフソン法による線形化

式(2.26)は未知数 $P$ に関して非線形であり、直接解くことはできない。そこでニュートン・ラフソン逐次近似法によって解くことにする。ここで、以下の計算のため

$$K_{(m)} = B_{(m)}^T C_{(m)} B_{(m)}, G_{(m)} = B_{(m)}^T U_{(m)}, J_{(m)} = B_{(m)}^T E_{(m)} B_{(m)} \quad (2.28)$$

とおくと、式(2.26)は

$$\sum_{(m)} \iint_{A_{(m)}} \{ (K_{(m)} P - G_{(m)}) f_{(m)}^T P + J_{(m)} P \} dS_{(m)} \quad (2.29)$$

となり、行列 $K_{(m)}$ 、 $J_{(m)}$ の $i, j$ 要素 $K_{ij}$ 、 $J_{ij}$ 、およびベクトル $G_{(m)}$ の $i$ 要素 $G_i$ は次式で表される。

$$K_{ij} = (a_{i2} a_{j2} + a_{i3} a_{j3}) H^3 \quad (2.30)$$

$$G_i = a_{i2} H A_x + a_{i3} H A_y \quad (2.31)$$

$$J_{ij} = 6MH^2 (a_{i2} a_{j2} + a_{i3} a_{j3}) \quad (2.32)$$

したがって式(2.29)の $i$ 番目の方程式 $g_i(P)$ は

$$g_i(P) = \sum_{(m)} \iint_{A_{(m)}} \left\{ \sum_q \left( \sum_p K_{ip} P_p - G_i \right) f_q P_q + \sum_p J_{ip} P_p \right\} dS_{(m)} \quad (2.33)$$

ただし、 $q = i, j$ 、または $k$ 以外ときには

$$f_q = 0 \quad (2.34)$$

である。 $g_i$ について、 $\bar{\varepsilon}$ を微小ベクトルとすれば次の近似式が成り立つ。



$$g_i(P + \bar{\varepsilon}) = g_i(P) + \frac{\partial g_i(P)}{\partial P} \bar{\varepsilon} \quad (2.35)$$

$P^{(n+1)} = P + \bar{\varepsilon}$ ,  $P^{(n)} = P$ とおき,  $P^{(n+1)}$ を $g_i$ の解とすれば, 次のニュートン・ラフソン逐次近似式が得られる。

$$g_i(P^{(n)}) = -\frac{\partial g_i}{\partial P} (P^{(n+1)} - P^{(n)}) \quad (2.36)$$

ここで

$$\frac{\partial g_i}{\partial P} = \left( \frac{\partial g_i}{\partial p_1} \quad \frac{\partial g_i}{\partial p_2} \quad \frac{\partial g_i}{\partial p_3} \quad \dots \quad \frac{\partial g_i}{\partial p_L} \right)_{(m)} \quad (2.37)$$

で定義される。式(2.36)を行列表示すると

$$\begin{pmatrix} g_1(P) \\ g_2(P) \\ \vdots \\ g_L(P) \end{pmatrix}_{(m)} = - \begin{pmatrix} \frac{\partial g_1}{\partial P_1} & \frac{\partial g_1}{\partial P_2} & \dots & \frac{\partial g_1}{\partial P_L} \\ \frac{\partial g_2}{\partial P_1} & \frac{\partial g_2}{\partial P_2} & \dots & \frac{\partial g_2}{\partial P_L} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial g_L}{\partial P_1} & \frac{\partial g_L}{\partial P_2} & \dots & \frac{\partial g_L}{\partial P_L} \end{pmatrix}_{(m)} (P^{(n+1)} - P^{(n)})$$

$$= - \frac{\partial (g_1 g_2 \dots g_L)}{\partial (P_1 P_2 \dots P_L)} (P^{(n+1)} - P^{(n)}) \quad (2.38)$$

ここで, 式(2.33)の右辺の積分記号内を $h_i(P)$ とおく。すなわち

$$h_i(P) = \sum_q^L \left( \sum_p^L K_{ip} P_p - G_i \right) f_q P_q + \sum_p^L J_{ip} P_p \quad (2.39)$$

また

$$D_{(m)} = (h_1(P) \ h_2(P) \ \cdots \ h_L(P))_{(m)}^T \quad (2.40)$$

$$M_{(m)} = \frac{\partial (h_1 \ h_2 \ \cdots \ h_L)}{\partial (P_1 \ P_2 \ \cdots \ P_L)} \quad (2.41)$$

とおけば、式(2.38)は

$$\sum_{(m)} \iint_{A_{(m)}} D_{(m)} dS_{(m)} = - \sum_{(m)} \left( \iint_{A_{(m)}} M_{(m)} dS_{(m)} \right) (P^{(n+1)} - P^{(n)}) \quad (2.42)$$

となる。したがって

$$\sum_{(m)} \iint_{A_{(m)}} M_{(m)} dS_{(m)} \cdot P^{(n+1)} = \sum_{(m)} \iint_{A_{(m)}} M_{(m)} dS_{(m)} \cdot P^{(n)} - \sum_{(m)} \iint_{A_{(m)}} D_{(m)} dS_{(m)} \quad (2.43)$$

ここで、 $P^{(n)}$  は定数であるから積分記号内に入れて

$$V_{(m)} = M_{(m)} P^{(n)} - D_{(m)} \quad (2.44)$$

とおけば

$$\sum_{(m)} \iint_{A_{(m)}} M_{(m)} dS_{(m)} \cdot P^{(n+1)} = \sum_{(m)} \iint_{A_{(m)}} V_{(m)} dS_{(m)} \quad (2.45)$$

つきに、式(2.45)の各行列の要素を求める。

$$\begin{aligned} M_{lm} &= \frac{\partial h_l}{\partial P_m} = \sum_q^L K_{lm} f_q P_q + \sum_p^L (K_{lp} P_p - G_l) f_m + J_{lm} \\ &= K_{lm} \sum_q^L f_q P_q + \left( \sum_q^L K_{lq} P_q \right) f_m - G_l f_m + J_{lm} \end{aligned} \quad (2.46)$$

すなわち、行列表示すれば

$$M_{(m)} = K_{(m)} f_{(m)}^T P + K_{(m)} P f_{(m)}^T - G_{(m)} f_{(m)}^T + J_{(m)} \quad (2.47)$$

と表せる。式(2.46)に式(2.31), (2.32), (2.34)を代入すれば,

$$\begin{aligned} M_{lm} = & K_{lm} \sum_q^{i,j,k} f_q P_q + \sum_q^{i,j,k} (K_{lq} P_q) f_m - (a_{l2} H A_x + a_{l3} H A_y) f_m \\ & + 6MH^2 (a_{l2} a_{m2} + a_{l3} a_{m3}) \end{aligned} \quad (2.48)$$

同様に

$$\begin{aligned} D_l = & \sum_q^{i,j,k} f_q P_q \left( \sum_p^{i,j,k} K_{lp} P_p - (a_{l2} H A_x + a_{l3} H A_y) \right) \\ & + 6MH^2 \sum_q^{i,j,k} (a_{l2} a_{q2} + a_{l3} a_{q3}) P_q \end{aligned} \quad (2.49)$$

$$V_l = \sum_q^{i,j,k} M_{lq} P_q - D_l \quad (2.50)$$

#### 2.3.4 面積分

式(2.48)～式(2.50)は式(2.45)で示されるように、潤滑領域内での面積分を実行しなければならない。直交座標系から個々の三角形要素に固有の面積座標系 $(f_i, f_j, f_k)$ への変換によって、三角形要素毎の面積分は

$$\begin{aligned} & \iint_{A_{(m)}} f(X, Y) dXdY \\ &= \iint_{A_{(m)}} F(f_i, f_j, f_k) \frac{\partial(X, Y)}{\partial(f_i, f_j)} df_i df_j \\ &= 2S_{(m)} \int_0^1 \int_0^{1-f_i} F(f_i, f_j, f_k) df_i df_j \end{aligned} \quad (2.51)$$

に変換される。独立変数は  $f_i, f_j, f_k$  であるので、面積分を実行する項は  $f_i, f_j, f_k$  および  $H = f_i H_i + f_j H_j + f_k H_k$  を含む項のみとなる。 $f_i, f_j, f_k$  を含む面積分は表 2.1 のように与えられるので、面積分は単純な算術的計算に置き換えられる。

式 (2.48), (2.49) の  $M_{lm}, D_l$  に面積分を実行したものを  $\bar{M}_{lm}, \bar{D}_l$  で表し、式 (2.48) の右辺の第 1 ~ 第 4 項に面積分を実行したものを、それぞれ  $\bar{M}_{lm}^1, \bar{M}_{lm}^2, \bar{M}_{lm}^3, \bar{M}_{lm}^4$  で表し、式 (2.49) の右辺の第 1 ~ 第 3 項に面積分を実行したものを、それぞれ  $\bar{D}_l^1, \bar{D}_l^2, \bar{D}_l^3$  で表せば

$$\begin{aligned}\bar{M}_{lm} &= \bar{M}_{lm}^1 + \bar{M}_{lm}^2 + \bar{M}_{lm}^3 + \bar{M}_{lm}^4 \\ \bar{D}_l &= \bar{D}_l^1 + \bar{D}_l^2 + \bar{D}_l^3\end{aligned}\quad (2.52)$$

$$(l = i, j \text{ or } k; m = i, j \text{ or } k) \quad (2.53)$$

ただし

$$\left. \begin{aligned}\bar{M}_{lm}^1 &= (a_{l_2} a_{m_2} + a_{l_3} a_{m_3}) \overline{PH3} \\ \bar{M}_{lm}^2 &= \left( \sum_q^{i,j,k} (a_{l_2} a_{q_2} + a_{l_3} a_{q_3}) P_q^{(n)} \right) \overline{FH3}(m) \\ \bar{M}_{lm}^3 &= - (a_{l_2} A_x + a_{l_3} A_y) \overline{FH1}(m) \\ \bar{M}_{lm}^4 &= 6M (a_{l_2} a_{m_2} + a_{l_3} a_{m_3}) \overline{H2}\end{aligned} \right\} \quad (2.54)$$

$$\left. \begin{aligned}\bar{D}_l^1 &= \left( \sum_q^{i,j,k} (a_{l_2} a_{q_2} + a_{l_3} a_{q_3}) P_q^{(n)} \right) \overline{PH3} \\ \bar{D}_l^2 &= - (a_{l_2} A_x + a_{l_3} A_y) \overline{PH1} \\ \bar{D}_l^3 &= 6M \left( \sum_q^{i,j,k} ((a_{l_2} a_{q_2} + a_{l_3} a_{q_3}) P_q^{(n)}) \right) \overline{H2}\end{aligned} \right\} \quad (2.55)$$

で、 $l=i, j, k; m=i, j, k$  以外の要素は零である。ここで

$$\begin{aligned}\overline{PH3} &= \iint_{A_{(m)}} H^3 (f_i P_i + f_j P_j + f_k P_k) dS_{(m)} \\ &= \overline{FH3}(i) P_i + \overline{FH3}(j) P_j + \overline{FH3}(k) P_k\end{aligned}\quad (2.56)$$

$$\begin{aligned}\overline{PH1} &= \iint_{A_{(m)}} H (f_i P_i + f_j P_j + f_k P_k) dS_{(m)} \\ &= \overline{FH1}(i) P_i + \overline{FH1}(j) P_j + \overline{FH1}(k) P_k\end{aligned}\quad (2.57)$$

$$\begin{aligned}\overline{FH3}(i) &= \iint_{A_{(m)}} H^3 f_i dS_{(m)} \\ &= \frac{S_{(m)}}{60} \{ 4H_i^3 + H_j^3 + H_k^3 + 3H_i^2 (H_j + H_k) + 2H_i (H_j^2 + H_k^2) \\ &\quad + H_j H_k (H_j + H_k) + 2H_i H_j H_k \}\end{aligned}\quad (2.58)$$

$$\overline{FH1}(i) = \iint_{A_{(m)}} H f_i dS_{(m)} = \frac{S_{(m)}}{12} (2H_i + H_j + H_k) \quad (2.59)$$

$$\overline{H2} = \iint_{A_{(m)}} H^2 dS_{(m)} = \frac{S_{(m)}}{6} (H_i^2 + H_j^2 + H_k^2 + H_i H_j + H_j H_k + H_k H_i) \quad (2.60)$$

である。

各三角形要素毎に  $\bar{M}_{lm}$ ,  $\bar{D}_{lm}$  を加算する ( $\sum_{(m)}$  を実行する) と、式 (2.45) に対応して、 $P^{(n+1)}$  を未知数とする次の線形代数方程式を得る。

$$\bar{M} P^{(n+1)} = \bar{V} \quad (2.61)$$

ただし

$$\bar{M} = \sum_{(m)} \bar{M}_{(m)} \quad (2.62)$$

$$\bar{V} = \sum_{(m)} \bar{M}_{(m)} P^{(n)} - \sum_{(m)} \bar{D}_{(m)} \quad (2.63)$$

圧力  $P$  が求まれば、負荷容量  $W$ 、圧力中心  $\bar{X}$ 、摩擦力  $F$  は次式より計算できる。

$$W = \frac{w}{p_a b l} = \iint_A (P - 1) dS_{(m)} \\ = \sum_{(m)} \frac{S_{(m)}}{3} (P_i + P_j + P_k - 3) \quad (2.64)$$

$$\bar{X} = \frac{\bar{x}}{l} = \frac{1}{W} \iint_A (P - 1) X dS_{(m)} \\ = \frac{1}{W} \sum_{(m)} S_{(m)} \left\{ \frac{\sum_l^{i,j,k} P_l X_l}{6} - \frac{\sum_l^{i,j,k} X_l}{3} \right. \\ \left. + \frac{P_i (X_j + X_k) + P_j (X_i + X_k) + P_k (X_i + X_j)}{12} \right\} \quad (2.65)$$

$$F = \frac{f h_0}{\mu b W} = \iint_A \left( \frac{1}{H + 2M/P} \pm \frac{3H}{A} \cdot \frac{\partial P}{\partial X} \right) dS_{(m)} \\ = \sum_{(m)} 2 S_{(m)} \left\{ \overline{HLH} \pm \frac{(H_i + H_j + H_k)(a_{i2} P_i + a_{j2} P_j + a_{k2} P_k)}{2A} \right\} \quad (2.66)$$

+ : 駆動側, - : 軸受側

式 (2.66) の  $\overline{HLH}$  は第 1 項の面積分であるが、分子平均自由行程  $\lambda$  を考慮した場合には楕円積分となるため厳密には数値積分が必要となる。しかし分母を以下のようにかたまりとして線形近似すれば、算術的に求めることができる。

$$\left( H + \frac{2M}{P} \right) = \left( H_i + \frac{2M}{P_i} \right) f_i + \left( H_j + \frac{2M}{P_j} \right) f_j + \left( H_k + \frac{2M}{P_k} \right) f_k \quad (2.67)$$

ここで

$$A_i = H_i + \frac{2M}{P_i}$$

とおけば、面積分は以下のとおり与えられる。

i)  $A_i \neq A_j, A_j \neq A_k, A_k \neq A_i$  のとき

$$\overline{HLH} = \sum_{i,j,k}^3 \frac{A_i}{(A_i - A_k)(A_i - A_j)} \ln A_i \quad (2.68)$$

ii)  $A_i = A_k, A_i \neq A_j$  のとき

$$\overline{HLH} = \frac{1}{A_i - A_j} + \frac{A_i}{(A_j - A_i)^2} (\ln A_j - \ln A_i) \quad (2.69)$$

iii)  $A_i = A_j = A_k$  のとき

$$\overline{HLH} = \frac{1}{2A_i} \quad (2.70)$$

## 2.4 計算手順

図 2.4 に連立代数方程式 (2.61) を解くために対角化分割法<sup>(45)</sup>を用いた場合のフローチャートを示す。各要素の節点番号および節点の座標とその位置のすきまの値を入力データとして読み込ませる場合には、分割方法を変えるごとにこれらの入力データを作成しなければならない、多大の労力を費すことになる。ここでは分割方法を指示するパラメータのみを入力し、これに基づいて自動分割のサブルーチンにより、各要素番号に対する節点番号・座標値・すきまの値を作成するようにした。さらに記憶容量を節減するために、各三角形要素に固有の値である座標値  $X, Y (X(I, J))$ , すきまの値  $H (H(I))$ , 三角形要素の面積  $S$ , および  $\mathbf{a} = \{a_{ij}\} (A(I, J))$ ,  $\overline{FH3}(I)$ ,  $\overline{FH1}(I)$ ,  $\overline{H2}$  は、あらかじめ各三角形要素ごとに計算した後に、パート単位にまとめて磁気テープに格納し、 $\bar{M}$ ,  $\bar{V}$  マトリックスの計算時および負荷容量・圧力中心位置の計算時にパート単位にまとめて磁気テープより読み込むようにした。





すきま形状の作成は単純に各節点の座標値から行うのではなく、各要素ごとに行うようにすれば、同一の節点番号でも隣り合う要素ですきまの値の異なるステップ状のすきまに対しても統一したプログラムが可能となる。

## 2.5 計算例と計算上の問題点

これまでにも、レイノルズ方程式を数値的に解く手法そのものが研究のテーマとされ、いくつかの手法が開発されている。研究の対象とされてきた問題点としては、以下の二つがある。

- i) 微分表示されたレイノルズ方程式はすきまの1階微分を含んでいる。このため、折れ曲がったすきま形状では、屈折点で厳密に微係数を与えることはできないし、また不連続なすきま形状では、微係数は $\infty$ となってしまう。前者に対しては、平均的な微係数を用い、後者に対しては連続条件と連立させて解くことが必要となる。
- ii) 圧縮性流体の場合には、非線形性が増大する( $A$ 値が大きくなる)と逐次近似解の収束性が悪化するため、解の得られる $A$ 値に限界がある。

i) は偏微分方程式の離散値化に関連する問題であり、ii) は離散値化して得られた代数方程式の解法に関連する問題である。本章で示したレイノルズ方程式を有限要素法で離散値化し、得られた非線形代数方程式をニュートン・ラフソン逐次近似法によって解く方法を用いれば、上記i), ii)の問題点は解消される。すなわち、変分表示式を用いる有限要素法では式(2.3)に示されるように、すきまの微分は含まれない。したがって、すきまの連続・不連続に関係なく統一的な汎用プログラミングが可能である。また、ニュートン・ラフソン法は収束性が高く、広範囲の $A$ 値に対して、2~5回の反復回数で収束解が得られる。

図2.5に代表的な3種のすきま形状、すなわち、(a) すきまが連続的に変る円筒面スライダ、(b) 折れ曲がったすきま形状のテーパフラットスライダ、(c) すきまが不連続的に変るステップスライダを示す。

図2.6~図2.8はこれらの三つのスライダについて、本手法により、スライダ中心線に沿う圧力分布を、圧縮性の効果が小さい場合( $A=10$ )と圧縮性の効果が大きい場合( $A=10^3$ )について求めたものである。すきま形状を与えれば、共通のプログラムで計算することが可能である。

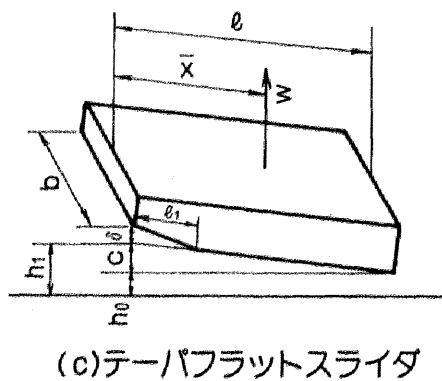
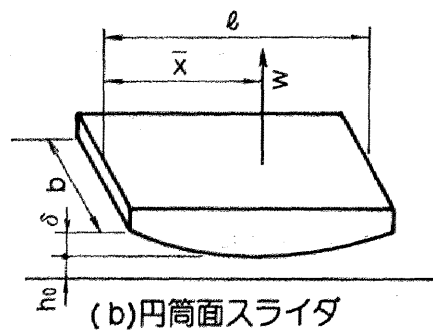
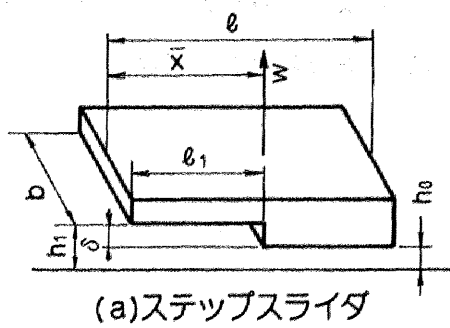
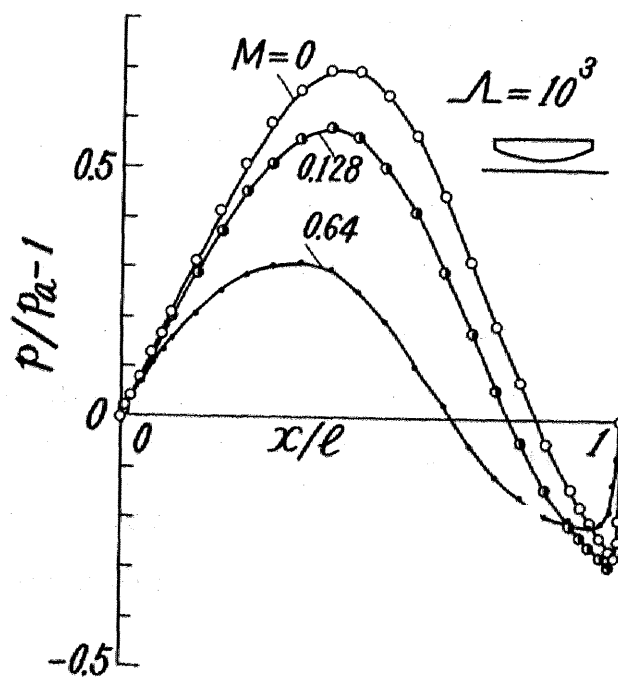
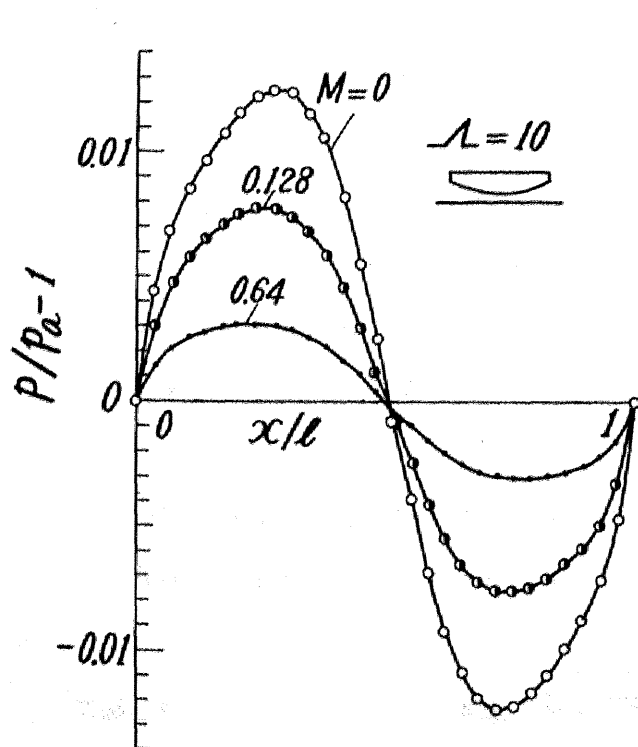


図 2.5 各種スライダ形状

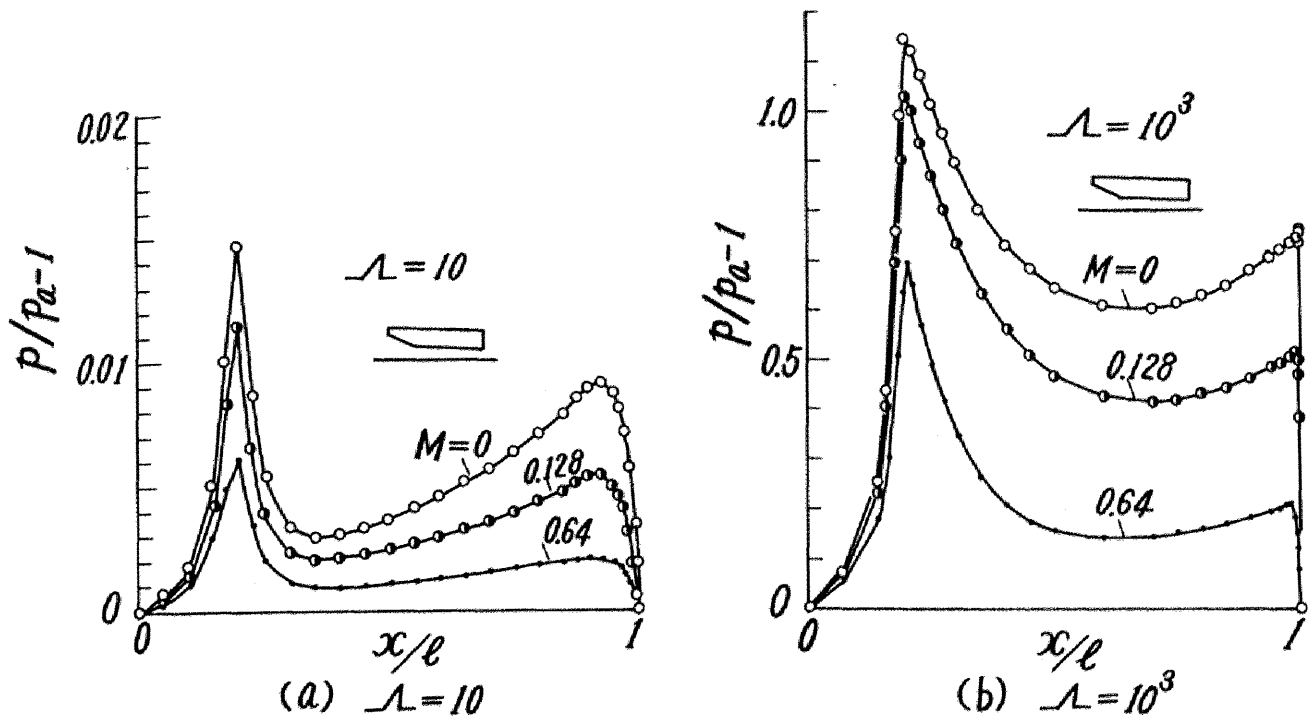


(a)  $\lambda = 10$

(b)  $\lambda = 10^3$

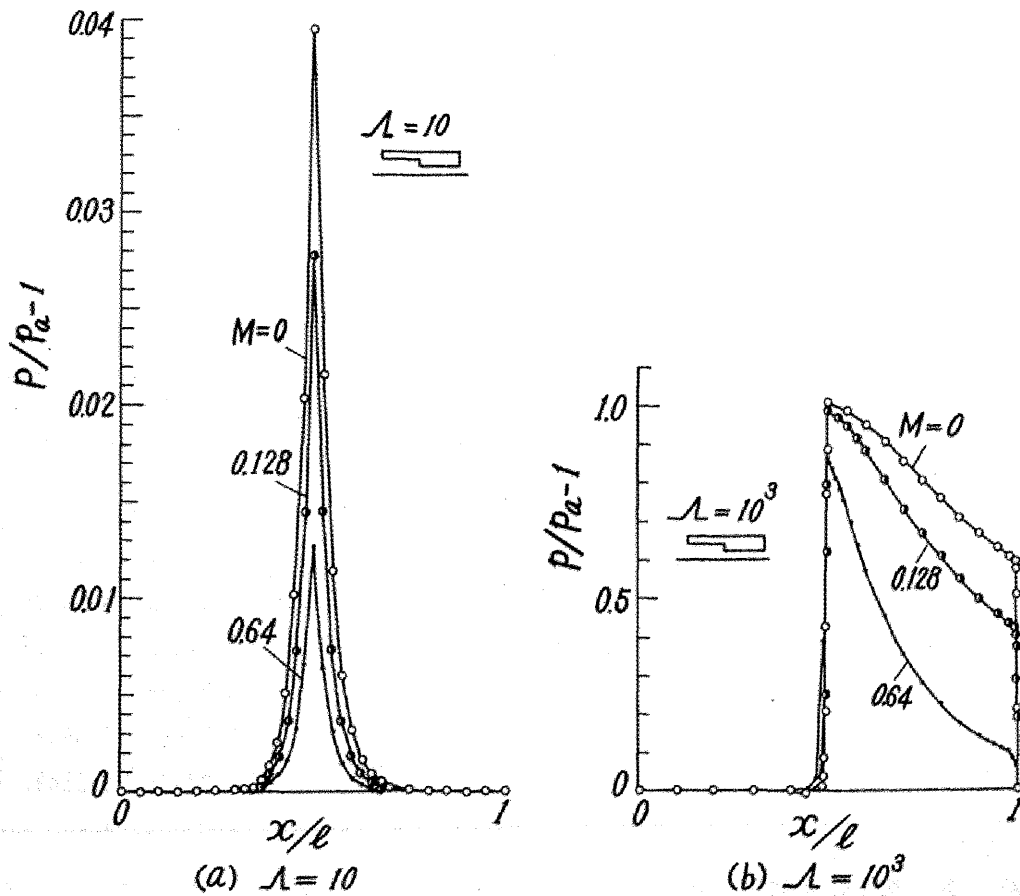
( $b/l = 0.1$ ,  $x_0/l = 0.5$ ,  $\delta/h_0 = 1$ )

図 2.6 円筒面スライダの中心線に沿う圧力分布



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




図 2.7 テーパーフラットスライダの中心線に沿う圧力分布



( $b/l=0.1$ ,  $l_1/l=0.5$ ,  $\delta/h_0=1$ )

図 2.8 ステップスライダの中心線に沿う圧力分布

表 2.2 収束に要する反復回数の一例


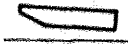
	M	$\Lambda$				
		1	10	$10^2$	$10^3$	$10^4$
 $b/\ell = 0.1$ $\ell_1/\ell = 0.5$ $\delta/h_0 = 1$	0	2	2	3	4	4
	0.64	1	2	2	3	3
 $b/\ell = 0.1$ $x_0/\ell = 0.5$ $\delta/h_0 = 1$	0	2	2	3	4	3
	0.64	2	2	2	3	3
 $b/\ell = 0.1$	0	2	2	3	4	5
	0.64	2	2	2	3	4
$\ell_1/\ell = 0.2$ $c/h_0 = 1$ $\delta/h_0 = 10$	0	2	3	3	4	3
	0.64	2	2	3	4	3

収束判定条件： $10^{-4}$

節 点 数： $M = 30, N' = 11$

表 2.2 に 3 種のスライダ形状について、 $\Lambda = 1 \sim 10^4$  の範囲で、 $\Lambda$  値に対して収束解が得られるまでの所要反復回数を示す。反復回数はすきま形状、 $\Lambda$  値には大きくは依存せず、 $\Lambda = 1$  で 1, 2 回、 $\Lambda = 10^4$  で 3 ~ 5 回の反復で収束値が得られることがわかる。

表 2.3 各反復回数における負荷容量と圧力中心の値の一例

反 復 回 数	 $b/\ell = 0.1$ $\delta/h_0 = 1$ $\ell_1/\ell = 0.5$				 $b/\ell = 0.1$ $c/h_0 = 1$ $\ell_1/\ell = 0.2$ $\delta/h_0 = 10$			
	$\Lambda = 10$		$\Lambda = 10^3$		$\Lambda = 10$		$\Lambda = 10^3$	
	$w/p_a b \ell$	$\bar{x}/\ell$	$w/p_a b \ell$	$\bar{x}/\ell$	$w/p_a b \ell$	$\bar{x}/\ell$	$w/p_a b \ell$	$\bar{x}/\ell$
1	0.00200	0.50722	0.32169	0.72304	0.00346	0.57006	0.32155	0.60935
2	0.00198	0.50719	0.29100	0.71563	0.00345	0.57005	0.27697	0.59539
3			0.29063	0.71555			0.27635	0.59497
4			0.29063	0.71555			0.27635	0.59497
5							0.27635	0.59497

収束判定条件： $10^{-4}$

節 点 数： $M = 30, N' = 11$

表 2.3 に各反復回数における負荷容量・圧力中心の値を示す。収束判定条件を  $10^{-4}$  とすると  $A=10$  では 2 回,  $A=10^3$  では 4, 5 回の反復が必要であるが, 収束が急であるので, 実用的には 1~2 回の反復でも十分であると言える。

圧縮性レイノルズ方程式の数値計算の過程で遭遇するもう一つの問題点は, 高圧縮性領域において, 圧力が急変する流出端近傍に現れる収束解の不安定現象である。

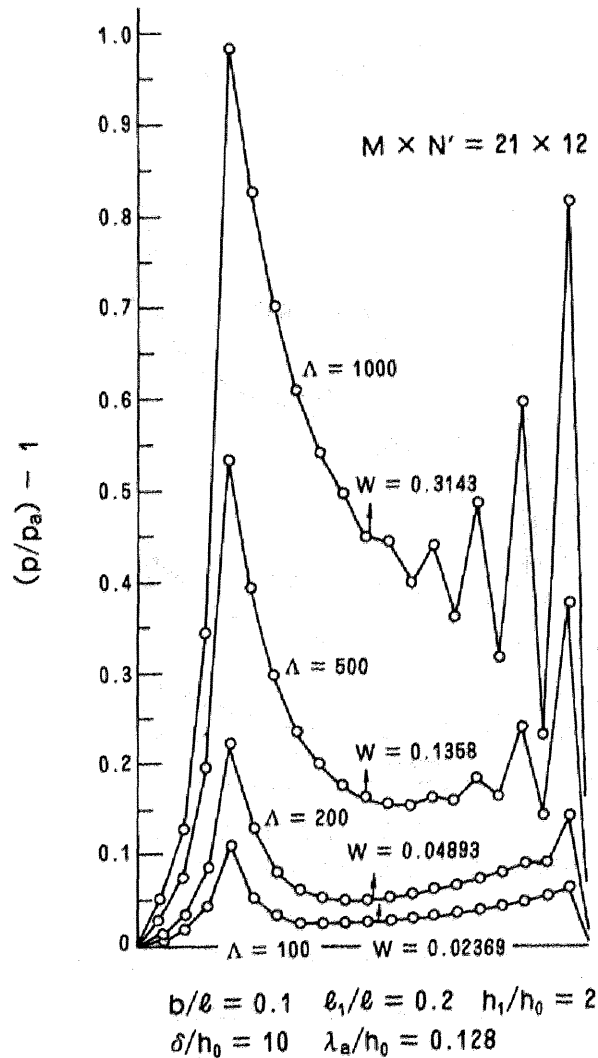


図 2.9 テーパーフラットスライダの圧力分布  
(有限要素法 等分割区間)

図 2.9 は走行方向に 20 等分割 ( $M=21$ ), 幅方向の半幅にわたって 10 等分割 ( $N'=11$ ) した場合のスライダ中心線に沿う圧力分布を示す。 $A$  値が小さいときには圧力分布は滑らかであるが,  $A$  値が大きくなるにしたがって圧力が急変する流出端部での圧力分布の収束値は非現実なのこぎり波状となってくる。

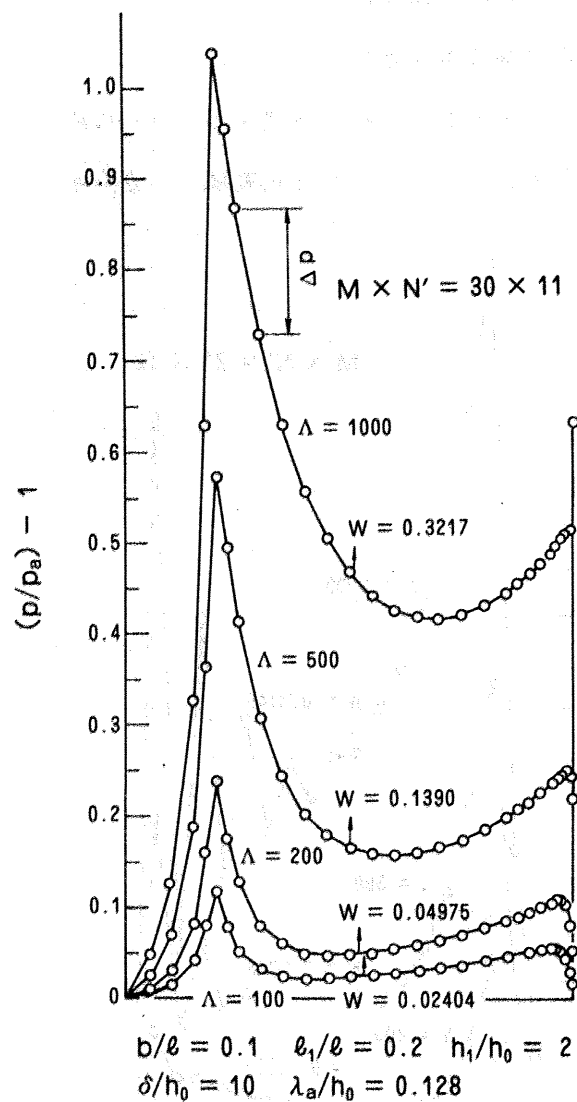
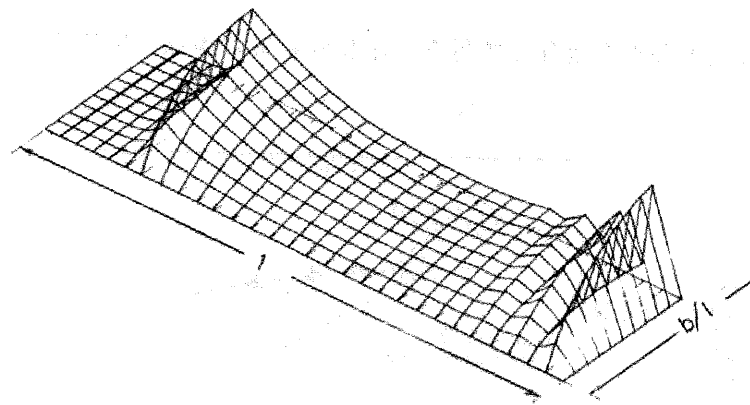
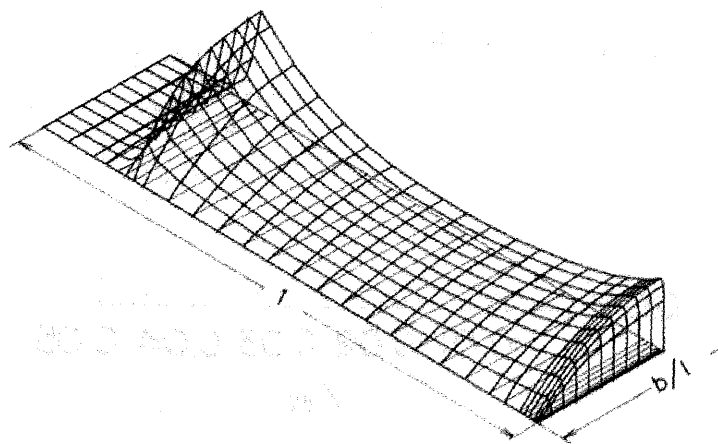


図 2.10 テーパーフラットスライドの圧力分布  
(有限要素法 不等分割区間)

図 2.10 は図 2.9 と分割数は同じであるが、圧力が急変するテーパー後部および流出端部のみを細かく分割し、他の部分はその分だけあらく分割した場合のスライド中心線に沿う圧力分布である。このような分割によってのこぎり波状の圧力分布は改善され、滑らかな圧力分布に収束するようになる。



(a) Constant element size ( $M \times N' = 30 \times 11$ )



(b) Variable element size ( $M \times N' = 30 \times 11$ )

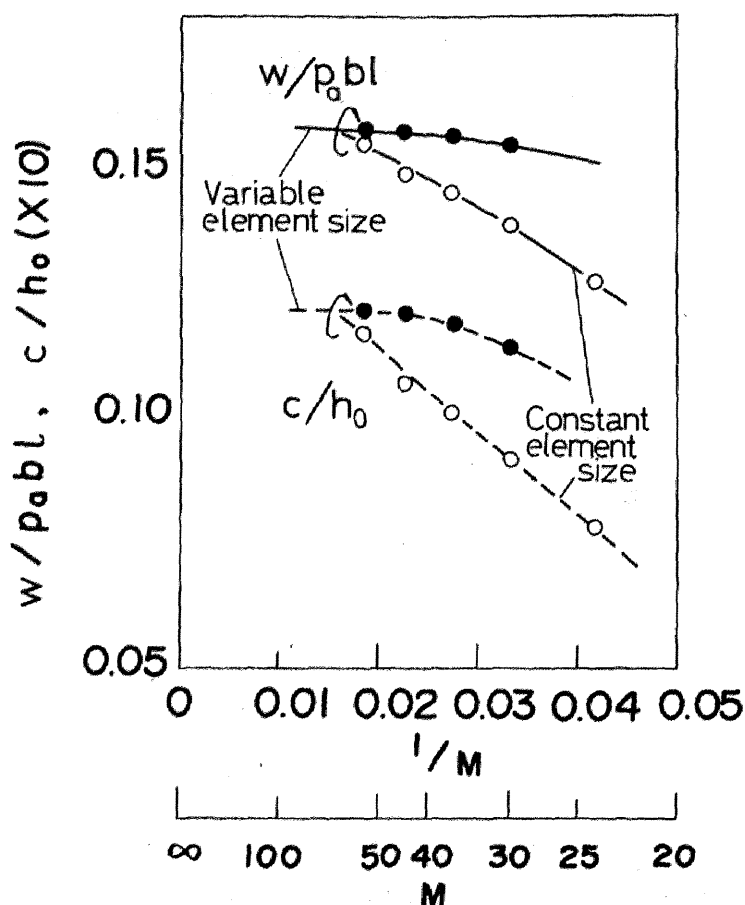
$$b/l = 0.0899, \quad l_1/l = 0.183, \quad \delta/h_0 = 46 \\ \lambda_a/h_0 = 0.32, \quad \epsilon/h_0 = 0.25, \quad \alpha = 1.24, \quad A = 1469$$

図 2.11 分割方法と圧力分布

図 2.11 は浮上面をスライダ中心線で 2 等分し、その半平面の圧力分布を立体的に表示したものである。節点数は  $M \times N' = 30 \times 11$  で、(a) はテーパ部を  $\Delta X = 0.0305$ 、フラット部を  $\Delta X = 0.0355$ 、幅方向を  $\Delta Y = 0.00899$  に等分割した場合の圧力分布である。このような分割方法では圧力が急変する流出端近傍において、 $X$  方向の圧力分布は非現実的なこぎり波状に収束し、その凸凹は幅方向の境界まで同位相につながり、全体として蛇腹状となっている。

一方、同図(b)は(a)と分割数は同じであるが、隣り合う節点間の圧力値を結ぶ長さ  $(\Delta P_i^2 + \Delta X_i^2)^{1/2}$  が各分割区間でできるだけ均一になり、かつ流出端でピーク圧力が大気圧まで急降下する間に少なくとも一つの圧力点をもつように分割した場合の圧力分布である。流出端の最小分割区間は  $\Delta X = 0.0025$  である。このような分割を行うと蛇腹状の圧力分布は改善され、 $X$  方向、 $Y$  方向とも滑らかな圧力分布が得られるようになる。

なお(a)と(b)との圧力分布を積分して得られる負荷容量の差は10%にもなる。



( $M$  :  $X$  方向の節点数)

$b/l=0.089$ ,  $l_1/l=0.183$ ,  $g/h_0=46$ ,  $\bar{x}/l=0.545$

$\lambda_a/h_0=0.32$ ,  $\epsilon/h_0=0.25$ ,  $\alpha=1.24$ ,  $A=1469$

図 2.12  $X$  方向の分割方法の無次元負荷容量  $w/(p_a b l)$ ,  
無次元姿勢パラメータ  $c/h_0$  との関係

図 2.12 は  $X$  方向の分割数を横軸にして、無次元負荷容量  $w/(p_a b l)$  とスライダの傾きを表すパラメータ  $c/h_0$  の収束値を示す。最大  $M \times N' = 54 \times 11$  分割まで行った。○印は等分割した場合、●印は不等分割した場合である。等分割では  $M$  を増やすとともに収束値は漸増する。不等分割でも微増するが、 $M \times N' = 44 \times 11$  程度から飽和状態となり、 $M \times N' = 54 \times 11$  との差は 0.001% 以下となる。したがって、 $M \times N' = 54 \times 11$  の不等分割における収束値はほぼ厳密解に近い値と考えられる。これより  $M \times N' = 30 \times 11$  の不等分割は精度的には  $M \times N' = 50 \times 11$  の等分割に匹敵し、この場合の計算誤差は



$M \times N' = 54 \times 11$  の不等分割との差，すなわち  $W$  について 2%， $C$  については 6% と見積ることができる。なお， $M \times N' = 54 \times 11$  の場合の流出端の最小分割区間は  $\Delta X = 0.0005$  であるが，差分法で同様の計算を行うと， $\Delta X$  がある値以下になると逆にのこぎり波の圧力分布が顕著となるため，このような分割には有限要素法のほうが有利と言える。

## 2.6 一次元問題

潤滑領域が無限幅の場合には，一次元問題となるが，この場合にも幅をもった領域を考え，その両側の境界にて自然境界条件 ( $\partial P / \partial Y = 0$ ) を用いれば，二次元問題として扱うことが可能であり，二次元の計算プログラムがそのまま使用できる。しかし記憶容量・計算時間の点では不利である。ここでは一次元の場合のマトリックスの構成法を述べる。

座標  $x_i$  と  $x_j$  とを結ぶ線上の任意の点  $Q$  の座標  $x$  は次式で表される。

$$x = f_i x_i + f_j x_j = (x_i - x_j) f_i + x_j \quad (2.71)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} f_i &= \frac{x_j - x}{x_j - x_i}, \quad f_j = \frac{x_i - x}{x_i - x_j} \\ f_i + f_j &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (2.72)$$

$x$  座標系から  $(f_i, f_j)$  座標系への変換に対して線積分は

$$\int dx = s \int df_j \quad (2.73)$$

ここで

$$s = x_j - x_i \quad (2.74)$$

に変換される。式 (2.71) は

$$\begin{pmatrix} f_i \\ f_j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{i1} & a_{i2} \\ a_{j1} & a_{j2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ x \end{pmatrix} \quad (2.75)$$

ただし

$$\left. \begin{aligned} a_{i1} &= \frac{x_j}{s}, & a_{i2} &= \frac{1}{s} \\ a_{j1} &= -\frac{x_i}{s}, & a_{j2} &= \frac{1}{s} \end{aligned} \right\} \quad (2.76)$$

と表すことができる。 $f_i, f_j$  の多項式の線積分

$$\int f_i^{m_i} f_j^{m_j} df_j = \frac{1}{\beta} \quad (2.77)$$

は一般に表 2.4 のように与えられる。

表 2.4 線 積 分

$n = m_i + m_j$	$m_i$	$m_j$	$\beta$
0	0	0	1
1	1	0	2
2	2	0	3
	1	1	6
3	3	0	4
	2	1	12
4	4	0	5
	3	1	20
	2	2	30

$$\int f_i^{m_i} f_j^{m_j} df_i = \frac{1}{\beta}$$

$$P_{(m)} = f_i P_i + f_j P_j \quad (2.78)$$

$$H_{(m)} = f_i P_i + f_j H_j \quad (2.79)$$

とおけば、式 ( 2.54 ) ~ ( 2.60 ) に対応して、次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{M}_{lm}^1 &= a_{l_2} a_{m_2} \overline{PH3} \\ \bar{M}_{lm}^2 &= \left( \sum_q^{i,j} a_{l_2} a_{q_2} P_q^{(n)} \right) \overline{FH3(m)} \\ \bar{M}_{lm}^3 &= -a_{l_2} \Lambda \overline{FH1(m)} \\ \bar{M}_{lm}^4 &= 6M (a_{l_2} a_{m_2}) \overline{H2} \end{aligned} \right\} \quad ( 2.80 )$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{D}_l^1 &= \left( \sum_q^{i,j} (a_{l_2} a_{q_2}) P_q^{(n)} \right) \overline{PH3} \\ \bar{D}_l^2 &= -(a_{l_2} \Lambda) \overline{PH1} \\ \bar{D}_l^3 &= 6M \left( \sum_q^{i,j} a_{l_2} a_{q_2} P_q^{(n)} \right) \overline{H2} \end{aligned} \right\} \quad ( 2.81 )$$

ただし、 $l = i, j$ ;  $m = i, j$  以外の要素は零である。ここで

$$\begin{aligned} \overline{PH3} &= \int H^3 (f_i P_i + f_j P_j) ds_{(m)} \\ &= \overline{FH3(i)} P_i + \overline{FH3(j)} P_j \end{aligned} \quad ( 2.82 )$$

$$\begin{aligned} \overline{PH1} &= \int H (f_i P_i + f_j P_j) ds_{(m)} \\ &= \overline{FH1(i)} P_i + \overline{FH1(j)} P_j \end{aligned} \quad ( 2.83 )$$

$$\begin{aligned} \overline{FH3(i)} &= \int H^3 f_i ds_{(m)} \\ &= \frac{s_{(m)}}{60} (12 H_i^3 + 9 H_i^2 H_j + 6 H_i H_j^2 + 3 H_j^3) \end{aligned} \quad ( 2.84 )$$

$$\begin{aligned}\overline{FH1}(i) &= \int H f_i d s_{(m)} \\ &= \frac{s_{(m)}}{6} (2H_i + H_j)\end{aligned}\quad (2.85)$$

$$\begin{aligned}\overline{H2} &= \int H^2 d s_{(m)} \\ &= \frac{s_{(m)}}{3} (H_i^2 + H_i H_j + H_j^2)\end{aligned}\quad (2.86)$$

無次元負荷容量  $W$ ，圧力中心位置  $\bar{X}$  は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}W &= \frac{w}{p_a l^2} = \int (P - 1) dX \\ &= \frac{s_{(m)}}{2} (P_i + P_j - 2)\end{aligned}\quad (2.87)$$

$$\begin{aligned}\bar{X} &= \frac{1}{W} \int (P - 1) X dX \\ &= \frac{s_{(m)}}{W} \left( \frac{P_i X_i + P_j X_j}{3} + \frac{P_j X_i + P_i X_j}{6} - \frac{X_i + X_j}{2} \right)\end{aligned}\quad (2.88)$$

無次元摩擦力  $F$  は式 (2.66)，(2.67) に対応して次式で与えられる。

$$\begin{aligned}F &= \frac{f h_0}{\mu l^2 U} = \int \left( \frac{1}{H + 2M/P} \pm \frac{3H}{A} \frac{\partial P}{\partial X} \right) dX \\ &= \sum_{(m)} s_{(m)} \left\{ \overline{HLH} \pm \frac{3(H_i + H_j)(a_{i2} P_i + a_{j2} P_j)}{2A} \right\}\end{aligned}\quad (2.89)$$

ここで

$$A = \frac{1}{H + 2M/P} \quad (2.90)$$

とすれば， $\overline{HLH}$  は次式で表される。

i)  $A_i \neq A_j$  のとき

$$\overline{HLH} = \frac{1}{A_i - A_j} (\ln A_i - \ln A_j) \quad (2.91)$$

ii)  $A_i = A_j$  のとき

$$\overline{HLH} = \frac{1}{A_i} \quad (2.92)$$

## 結 論

本章によって得られた結果を要約すると以下のようになる。

- (1) 分子平均自由行程の影響を考慮した修正レイノルズ方程式に対応する変分式を導入して、有限要素法の適用方法を示すとともに、圧縮性による非線形性が強くなる高い圧縮性定数においても、収束性に優れたニュートン・ラフソン逐次近似法を用いた計算手順を示した。
- (2) 本計算手法によれば、すきま形状・境界形状に依存しない汎用性の高いプログラムの作成が可能であり、また逐次近似の収束性はすきま形状・圧縮性の大きさにはほとんど依存せず、高い圧縮性定数においても容易に解が得られる。したがって本手法は、分子平均自由行程の特性解析のみならず、高い圧縮性定数におけるレイノルズ方程式の解法として有用である。

### 第3章 軸受表面にスリップ流れのある スライダ軸受<sup>(36),(46)</sup>

#### 3.1 諸 言

スライダ気体軸受の基礎的な特性は、Gross らによって明らかにされたが、<sup>(47)~(50)</sup> 浮上すきまが常温常圧の空気の分子平均自由行程  $\lambda_a = 0.064 \mu\text{m}$  の数倍～十数倍程度まで微小化されてくると、いわゆるスリップ流れの領域となり、作動流体を連続流体として扱っている従来の潤滑理論では十分に特性を表すことはできなくなる。

気体軸受における分子平均自由行程  $\lambda$  に起因するスリップ流れの影響については、Burgdorfer がクヌッセン数  $M$  を微小量として導入した修正レイノルズ方程式<sup>(1)</sup>を基礎として、解析的な研究が進められた<sup>(2),(3)</sup>。しかし、従来の研究は簡単な軸受形状についての解析<sup>(2)</sup>か、あるいは通常の差分法を用いた数値解<sup>(3),(4)</sup>によっていたため、実用されているような複雑なすきま形状の軸受についての解を得ることは容易でなく、また高い圧縮性定数における収束性の悪さから、解の得られる  $A$  の値に限界があり<sup>(21),(22)</sup>、実用的に満足のいくものではなかった。

修正レイノルズ方程式はクヌッセン数  $M = \lambda_a / h_0$  が小さい範囲で成立する近似式であるため、スリップ流れの大きい領域において実用するにあたっては、その適用限界を実験的に検証しておく必要がある。 $\lambda$  の影響を実験的に検証した報告としては、Hsing ら<sup>(3)</sup>と Tseng<sup>(4)</sup>のものがある。前者はスパイラルグループ軸受で軸受すきまが  $1 \mu\text{m}$  程度の場合である<sup>(3)</sup>。後者は磁気ディスク装置に用いられているスライダ軸受について、荷重  $W = 200 \sim 1500 \text{ gf}$  程度（無次元負荷容量  $W = w / (p_a b l) = 1 \sim 6$  程度）の高荷重領域でサブミクロンのすきまを実験対象としたものである<sup>(4)</sup>。

一方、磁気ディスク装置では大容量化・高記録密度化の要求にこたえるべく技術革新が急速に進展しており、最近では浮上すきまとして  $0.2 \mu\text{m}$  程度で、しかもヘッドおよび記録媒体の摩耗・損傷を軽減するため数  $\text{gf} \sim 10$  数  $\text{gf}$  ( $W \approx 0.1$ ) の荷重のものが設計の対象とされている。この領域は Tseng の実験範囲よりおよそ  $w$  で 100 倍、 $W$  で 10 倍小さく、スリップ流れに起因する負荷容量の減少率が 60～70% 程度にも達する。Tseng の実験結果はこのような領域は対象としておらず、また実験例が少なく、計算精度の確認もないため、 $W$  の小さい軽荷重スライダの設計を進めるにあたって、検証として十分なものと

はいえない。

本章ではまず、第2章で示した修正レイノルズ方程式を有限要素法で離散値化し、ニュートン・ラフソン逐次近似法によって解く数値計算手法をスライダ軸受に適用し、広範囲の $A$ 値( $A=1 \sim 10^4$ )について、 $\lambda$ の影響を明らかにした。ついで、サブミクロンの浮上すきまの高精度な測定法を示すとともに、軽荷重スライダを用いて $\lambda$ の影響が負荷容量の減少率にして30～70%の領域において実験を行い、修正レイノルズ方程式に基づく計算結果と比較して、その適用可能範囲を明らかにした。

### 3.2 数値計算

第2章ではBurgdorferの示した修正レイノルズ方程式<sup>(1)</sup>に対応する汎関数表示式として

$$\delta \phi(P) = \iint_A (PH^3 \nabla P \cdot \nabla \delta P - \bar{A} PH \cdot \nabla \delta P + 6MH^2 \nabla P \cdot \nabla \delta P) ds = 0 \quad (3.1)$$

を導入し、有限要素法の適用方法およびニュートン・ラフソン逐次近似法で解く手法を示した。ここでは、この手法を用いて計算値を求めた。

実験結果と数%の差を議論することになるため、計算精度はきわめて高いものにすることが必要である。潤滑領域を等分割した場合には、分割数と収束値との関係から誤差を推定すると、計算誤差を1%以下にするためには、スライダ長さ方向の分割数は50以上が必要となる。しかし、圧力分布が急変する領域のみ分割をこまかくするような効率的な不等分割を行えば、分割数の節減が可能である。ここでは $M \times N'$  ( $M$ : スライダ長さあたりの節点数,  $N'$ : スライダ半幅あたりの節点数) が30 (不等分割)  $\times$  11 (等分割) で50 (等分割)  $\times$  11 (等分割) に匹敵する不等分割法を用い、計算時間・記憶容量の節減をはかった。この場合の計算誤差は1～2%程度である。

なお、スライダがピボット支持されている場合には、圧力中心位置がピボット位置に一致するようなスライダの傾きを求める必要がある。そこで、入力パラメータとして与えるスライダの傾きと数値計算を実行して得られる圧力中心位置とに関して、三次のラグランジ

の挿入式を繰返し適用し、圧力中心位置を支持点の位置に収束させる方法を用いた。

具体的な計算技術・誤差の評価については2.5節に示した。

### 3.3 負荷容量に及ぼすスリップ流れの影響

図3.1～3.3に負荷容量に及ぼす $\lambda$ の影響を示す。縦軸は $\lambda$ を考慮したときの無次元負荷容量 $W$ を、 $\lambda$ を0としたときの無次元負荷容量 $W_{\lambda=0}$ で割った負荷容量比である。 $\lambda$ の影響はスライダ形状によって一様でなく、 $A$ 値が同じでもすきま形状によって差があることがわかる。全般的には $A$ 値が大きい程 $\lambda$ の影響は小さくなる傾向にあるが、ステップスライダでは $A$ の増加とともに、逆に $\lambda$ の影響が大きくなる場合もある。

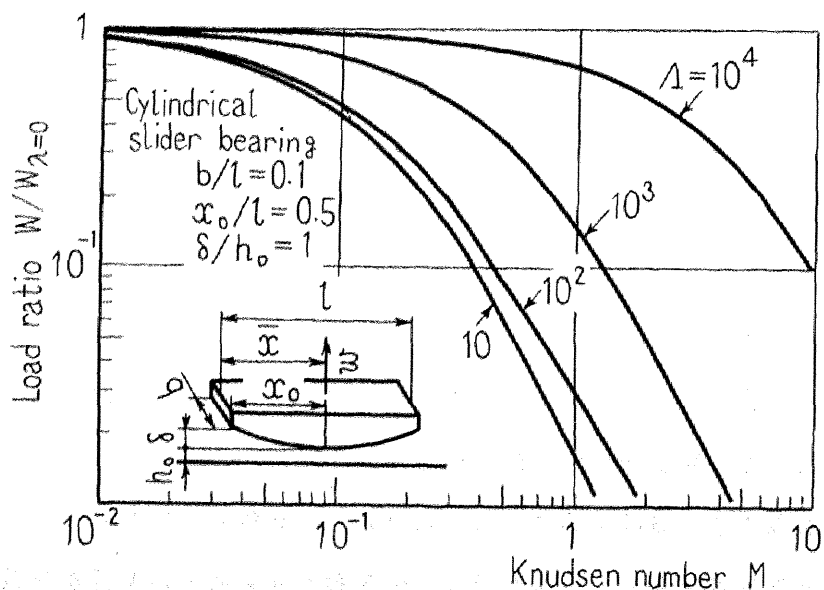


図 3.1 分子平均自由行程の影響による負荷容量の減少率



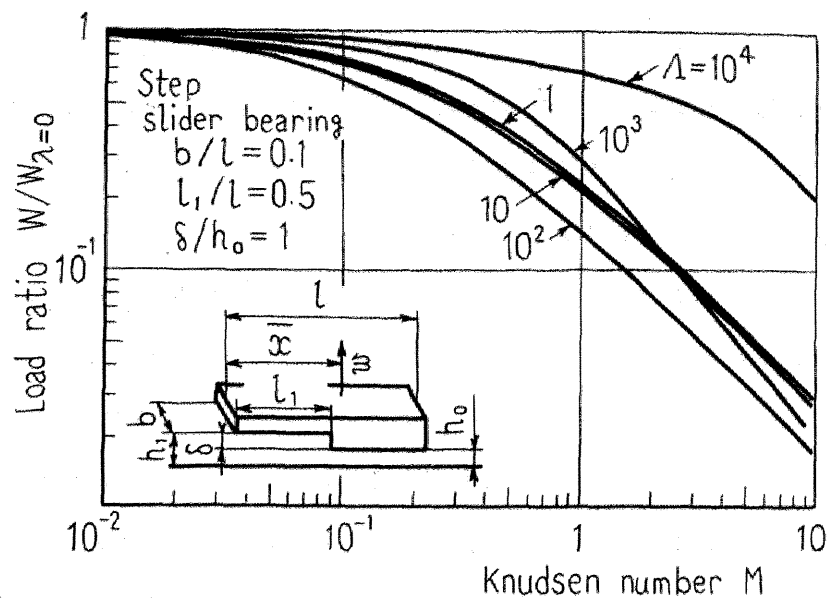


図 3.2 分子平均自由行程の影響による負荷容量の減少率

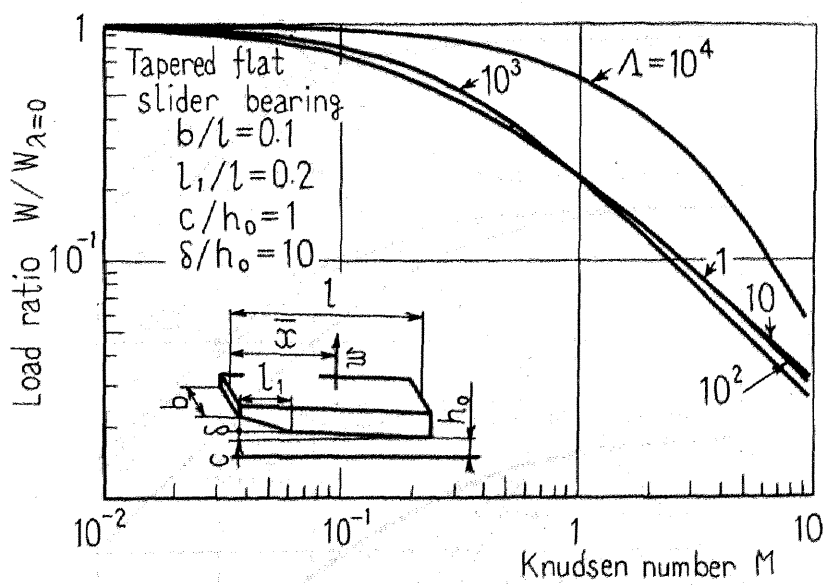


図 3.3 分子平均自由行程の影響による負荷容量の減少率

図 3.4 は無限幅 ( $b/l \rightarrow \infty$ ) と有限幅 ( $b/l = 1, 0.1$ ) のテーパフラットライダについて、 $\lambda = 0$  としたとき同一の無次元負荷容量  $W_{\lambda=0} = \{w/(p_a b l)\}_{\lambda=0}$  を与える  $\Lambda$  値において、 $\lambda$  の影響を比較したものである。同一の  $\Lambda$  値で比較した場合には、幅が違えば側流の効果の差によって  $\lambda$  の影響も異なるが、上記のような条件で比較すると、それぞれの曲線は接近し、スライダ幅に大きくは依存しなくなることがわかる。これはスライダ幅が異なる場合でも、無次元負荷容量が同じであれば、 $\lambda$  の影響はほぼ等しくなることを示している。この関係はすきま形状が異なる場合にもほぼ成立する。たとえば図 3.1 ~ 3.3 に示した 3 種のスライダの場合に、 $W_{\lambda=0} = 0.1$  について、 $M = 0.64$  のときの負荷容量比を求めると、いずれも 24 ~ 26 % 程度となる。したがって  $\lambda$  の影響は境界形状・すきま形状にかかわらず  $W$  にほぼ一義的に依存しており、 $W$  が大きければ  $\lambda$  の影響は小さく、 $W$  が小さければ大きい。すなわち分子平均自由行程  $\lambda$  の影響は通常用いられているパラメータ  $\Lambda$  のみによって予測することはできないが、 $W$  によってほぼ一義的に定まるため、 $\lambda$  の影響を知る上で、 $W$  は好都合なパラメータといえる。

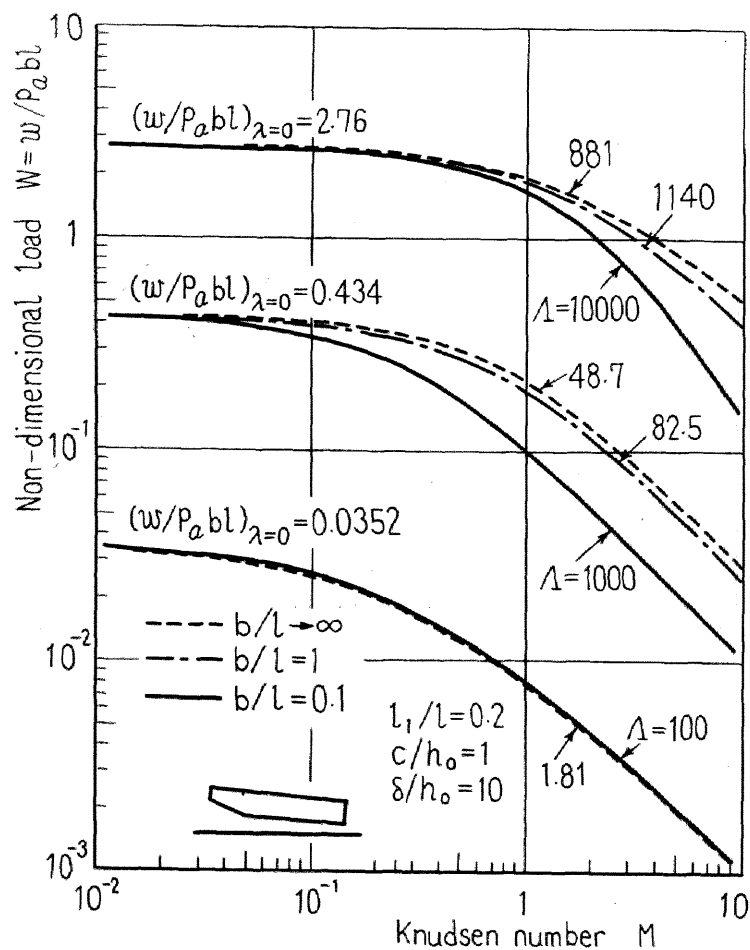
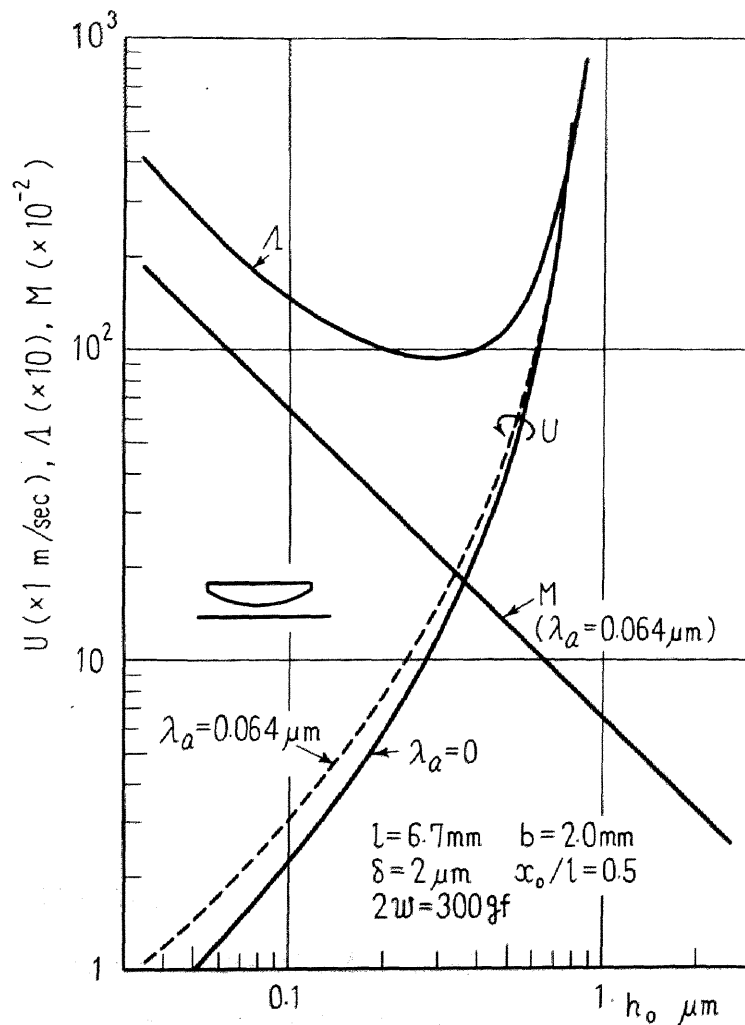


図 3.4 スライダ幅の影響

### 3.4 静特性に及ぼすスリップ流れの影響

スライダ軸受の静特性は走行速度 $U$ と浮上すきま $h_0$ の関係、負荷容量 $W$ と浮上すきま $h_0$ の関係で表される。いずれも $U$ を小さくするか、あるいは $W$ を大きくすると $h_0$ が小さくなり、したがって $A$ 値が大きくなるとともに、 $M$ 値が大きくなる関係にある。このため $A$ 値の増加による $\lambda$ の影響の減少効果と $M$ 値の増加による $\lambda$ の影響の増加効果とが互いに打ち消しあう方向にあり、単に $M$ 値、 $A$ 値の大小関係では、静特性に及ぼす影響は説明付られない。

図 3.5, 3.6 は円筒面スライダを例にとり、静特性に及ぼす $\lambda$ の影響を求めたものである。図 3.5 は $U$ を減少させて $h_0$ を小さくした場合の特性である。この場合には $A$ 値の増加効果よりも $M$ 値の増加効果の方が大きいため、 $h_0$ が小さくなるにしたがって、 $\lambda$ による $h_0$ の減少割合は増大する。



数 3.5 走行速度と浮上すきまの関係

図 3.6 は  $w$  を増して  $h_0$  を小さくした場合の特性である。この場合には  $A$  値が増加することによる  $\lambda$  の影響の減少効果と、 $M$  値が増加することによる  $\lambda$  の影響の増加効果とが互いに打ち消しあって、 $\lambda$  による  $h_0$  の減少割合は  $h_0$  が変わってもそれほど大きくは変わらない。

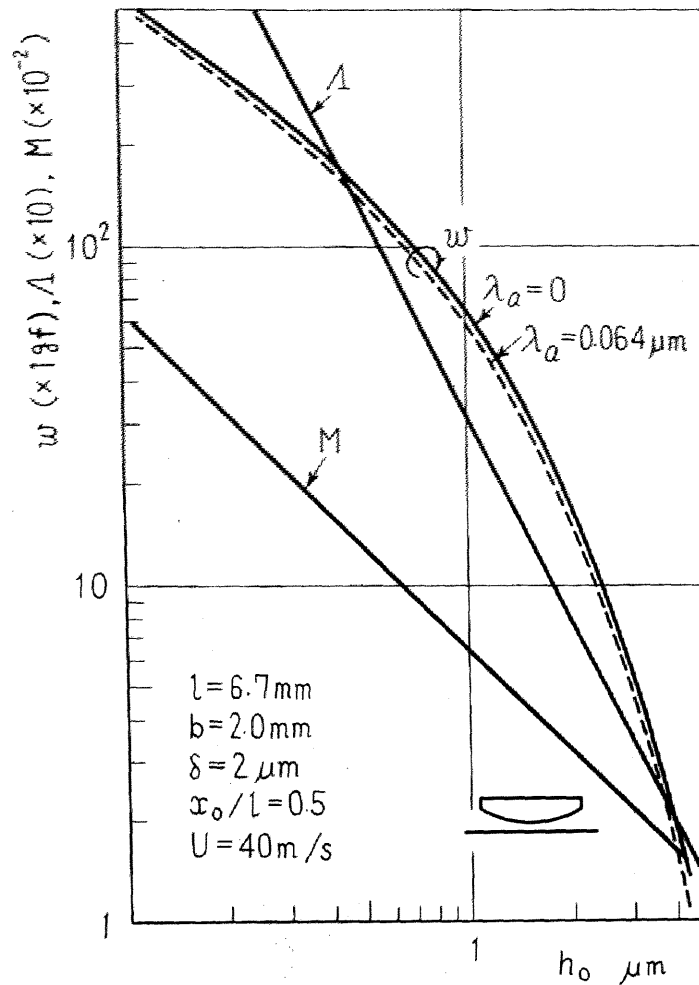


図 3.6 負荷容量と浮上すきまの関係

### 3.5 実験装置および実験方法

図 3.7 に実験装置の概略を示す。実験装置はディスク回転系、浮動ヘッドスライダとその支持系、および浮上すきまの測定系とで構成される。

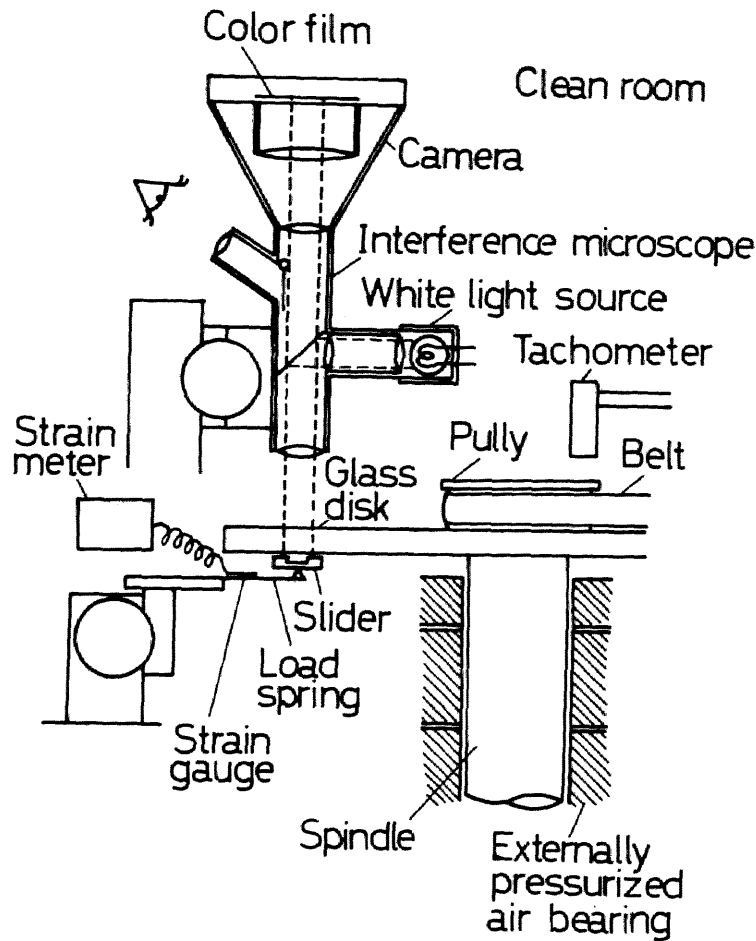


図 3.7 実験装置

### 3.5.1 ディスク回転系

走行面としては、スライダ浮上面を観察するため透明であることが必要であり、このため硬度が高く、高精度仕上げが可能な石英ガラスを用いた。円盤は外径 200mm、厚さ 10mm で、面粗さは  $0.003 \mu\text{m CLA}$  (Center line average : 中心線平均粗さ) 以下に仕上げ、面振れ・振動を除くため、ジャーナル方向・スラスト方向ともに静圧気体軸受で支持したスピンドルに取付け、ベルトを介して駆動した。円板のスライダ浮上位置での速度  $U$  は  $10 \sim 50 \text{ m/s}$  を実験範囲とした。

### 3.5.2 スライダとその支持系

実験に用いた浮動ヘッドスライダはテーパフラットスライダ<sup>(51)</sup>でその諸元の説明図を図 3.8 に、全体の構造を図 3.9 に、諸元寸法を表 3.1 に示す。スライダは実際に磁気ディスク装置に用いられているもの(表 3.1 の No.1)とそれを小形化したもの

(表 3.1 の No. 2, 3) で, 浮上面はテーパ部とそれに続くフラット部で形成され, 同一形状の浮上面を平行に並べた双胴形になっている。中央の浮上面の幅 (コアの幅に相当) は左右の浮上面のそれぞれの  $1/10$  程度でその影響は無視できる。

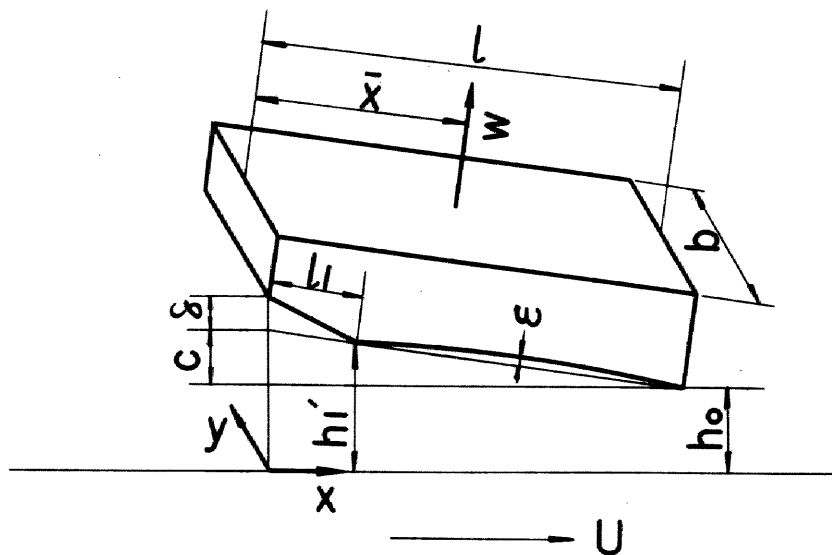


図 3.8 テーパーフラットスライダ

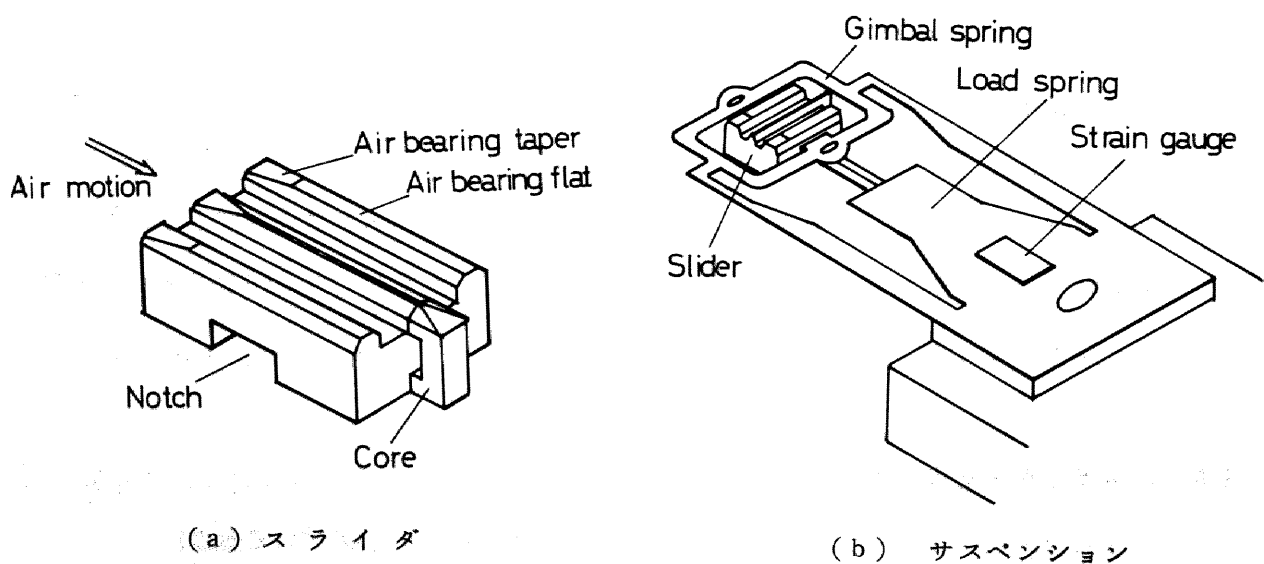


図 3.9 浮動ヘッドスライダ

表 3.1 供試スライド諸元

スライドNo. 諸 元	1		2		3	
	左	右	左	右	左	右
スライド長さ $l$ mm	5.54	5.57	4.00	3.99	4.01	4.02
スライド幅 $b$ mm	0.50	0.50	0.21	0.20	0.20	0.20
テーパ長さ $l_1$ mm	1.03	1.00	0.70	0.70	0.63	0.66
テーパ高さ $\delta$ $\mu$ m	9.2	9.2	3.6	3.6	3.4	3.4
浮上面のへこみ $\varepsilon$ $\mu$ m	0.05	0.05	0.06	0.06	0.08	0.08
支持点の位置 $\bar{x}/l$	0.545		0.509		0.533	

図 3.10 に倍率 2 万倍および 10 万倍で測定した浮上面形状の代表例を示す。テーパ部は高精度に形成されており、また面粗さは研磨ガラスと同程度に仕上げられていることがわかる。フラット部は 10 万倍に拡大すると左右いずれの面にも  $0.05 \mu\text{m}$  程度の円弧状のへこみがある。これは加工上やむを得ず生じたもので、表 3.1 にそのへこみ量を  $\varepsilon$  として示す。

スライドは図 3.9(b) に示すようにジンバル作用をもつジンバルばねで支持し、スライド背面のノッチ内に形成した半球をピボット点として負荷アームで押圧した。浮上特性がガラス面の面振れによる荷重変動や初期設定誤差によるモーメントの影響を受けないようにジンバルばね剛性は十分柔らかくした。

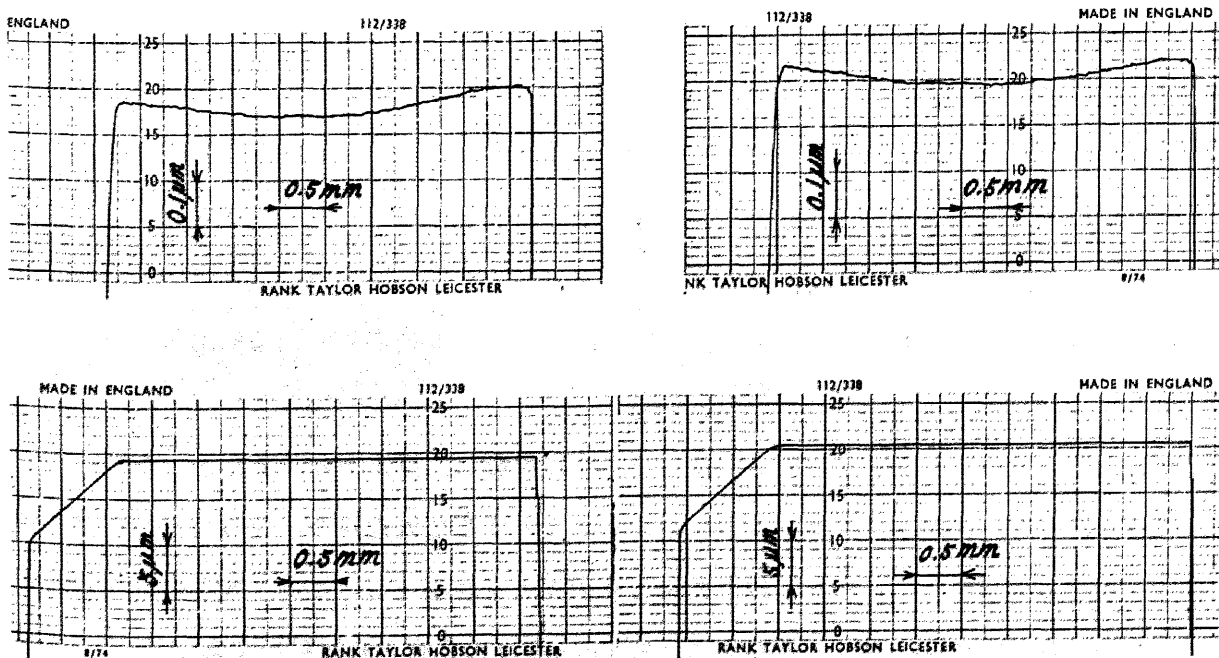


図 3.10 スライド長さ方向の浮上面形状の一例（供試スライド No. 1）

### 3.5.3 浮上すきまの測定系

ガラスディスクとスライド浮上面との間で白色光を干渉させ、かつ干渉色を拡大して観察することができるように、ハーフミラーと白色光源を内蔵する金属干渉顕微鏡を用いた。干渉色は瞬間処理形のポジカラーフィルムで撮影した。なお装置全体をクリーンルームに入れ、除塵した環境で実験を行った。

### 3.6 浮上すきまの測定法

浮上すきまが光の波長と同程度であるため、白色光を浮上すきま内で干渉させた場合には、第一次～第二次の鮮やかな干渉色を得られる。従来は、すきまによって較正された標準の色（単色）と浮上面の干渉色（連続的に移り変わっている色）とを比較する方法が用いられていたが、色調が材質の色・表面反射率などにより微妙に異なり、さらに単色とアナログ的に分布している干渉色とを比較するため色の比較が判然とせず、 $0.05\mu\text{m}$ 程度の分解能を得るのがせいぜいであった<sup>(52)</sup>。

ここでは白色干渉法を改良し、色の比較が容易で高い分解能の得られる方法を用いた。すなわち実験に用いるスライドそのものを用いて基準のカラースケールを作り色調の差を無くするとともに、基準のカラースケールとしても浮上面の干渉色と同じようなアナログ的に色が分布しているのを用いて従来法の欠点を改良した。

その手順は、まず使用するスライドの一端をガラスディスクに接触させ、微小な傾斜角で他端を浮かせる。浮かせる量としては浮上状態のスライドの傾きに合わせ、 $1\sim 0.3\mu\text{m}$ 程度の間で4～5種類程度に変える。各状態についてそれぞれナトリウムランプのD線による干渉じまと白色光による干渉色とを撮影する。ナトリウムランプの暗線位置でのすきま（ $0.2945\mu\text{m}$ ）と接触した位置でのすきまを基準にし、この2点を通るように、別に表面形状測定器で測定しておいたスライドの浮上面形状を描く。図3.11に1例を示す。つぎにこの上に白色干渉色の写真を重ねれば、白色干渉色の較正曲線（基準色スケール）が得られる。

浮上状態でのすきまを測定するには、浮上時に撮影した浮上面の干渉色と、この干渉色の分布に最も近い基準色スケールとを測定しようとする位置近傍で、色の分布ができるだけ一致するように重ね合わせ、較正曲線よりすきまを読みとる。このとき色の分布の状態が多少ずれていても、スライド長さ方向に $1\text{mm}$ 程度の色合わせは可能であり、たとえば10倍で写真撮影すれば、浮上すきまの精度としては $0.01\sim 0.015\mu\text{m}$ 程度が得られるため、



従来法に比して大幅に精度が向上した。さらに従来困難であった  $0.2\ \mu\text{m}$  以下の無彩色領域においても、外挿的にすきまを測定することが可能となった。

図 3.11 の下側の写真はスライダ No. 3 の浮上実験によって得られた (a)  $U = 20\text{ m/s}$ 、および (b)  $U = 40\text{ m/s}$  のときの浮上面の色分布を示すものである。スライダ流出端の色分布に近い図の上側のカラースケールとを比較して、最小すきまを測定する場合を点線で示す。

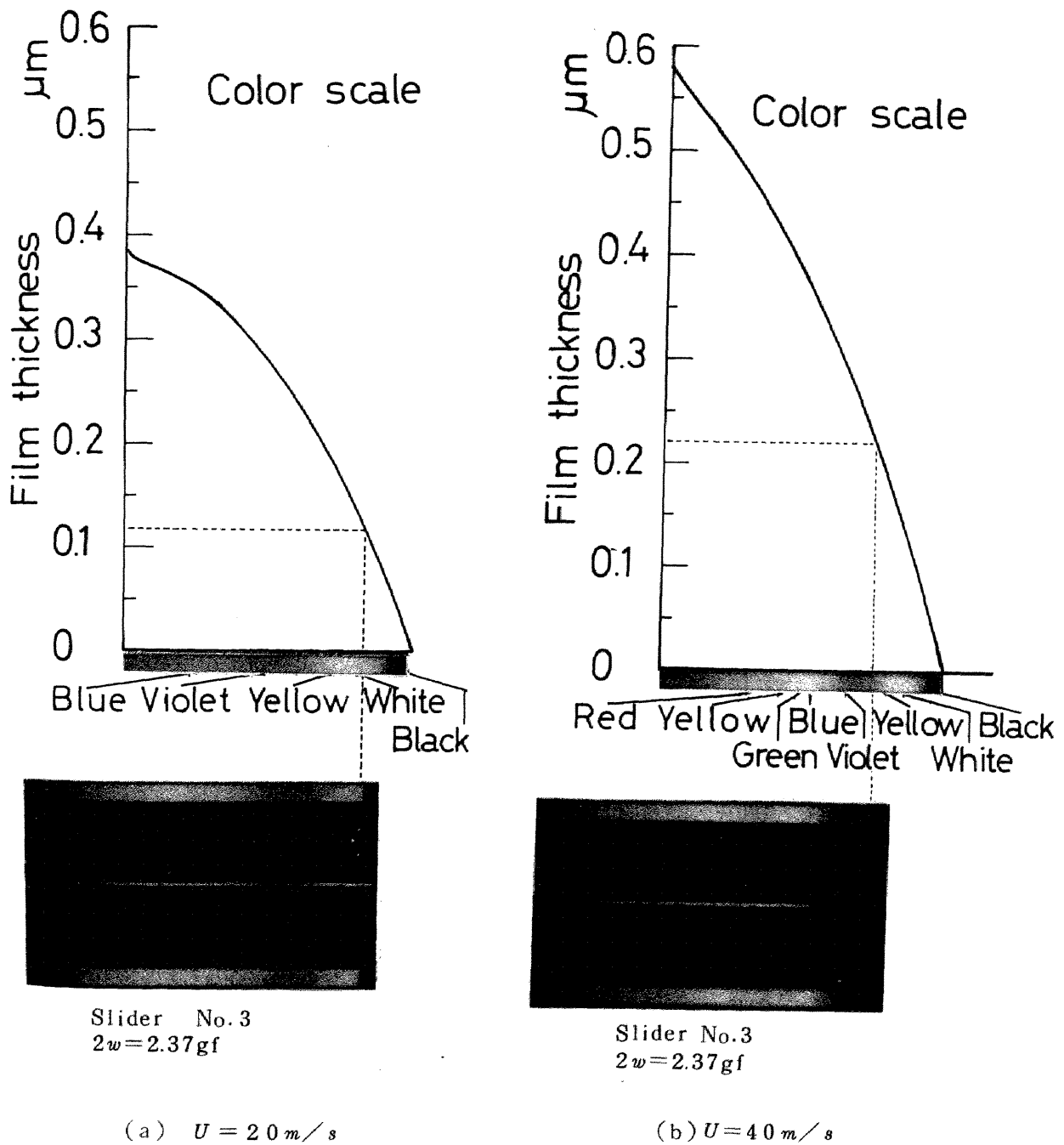


図 3.11 浮上すきまの測定法

### 3.7 実験結果と計算結果との比較

図 3.12 はスライダ No.1 について速度と浮上すきまの関係を示すもので、○印は実験結果である。計算結果としては、微小すきま領域で顕在化するパラメータの影響を比較するため、以下の 4 種類のものを示す。

- (1) スリップ流れのない場合（破線）
- (2) 常温常圧における空気分子平均自由行程  $\lambda_a = 0.064 \mu\text{m}$  を考慮した場合（二点鎖線）
- (3) (2)とさらに物質表面に固有のすべりを表す修正係数  $\alpha$  ( $\alpha = 1.24$ ) を考慮した場合（一点鎖線）
- (4) (2)と(3)とさらにスライダ浮上面の微小なへこみ ( $\varepsilon = 0.05 \mu\text{m}$ ) を考慮した場合（実線）

計算結果からもわかるように、この領域では修正係数・表面の微小なへこみが浮上特性にかなりの影響を及ぼすため、これらを無視すると浮上力を過大に見積ることになる。

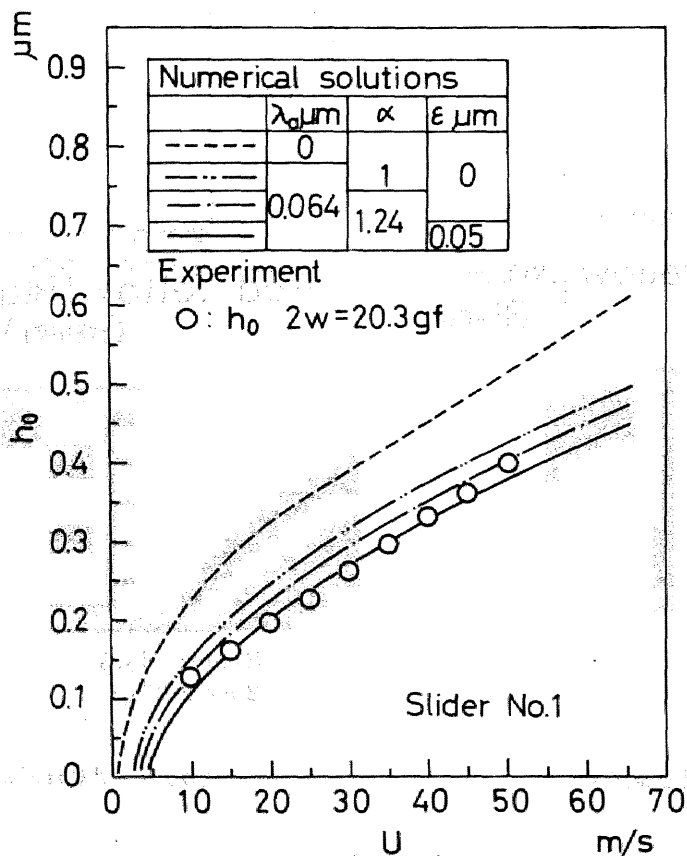


図 3.12 速度と浮上すきまの関係

走行面として使用した石英ガラスの修正係数 $\alpha$ はソーダガラスのそれと同程度 ( $\alpha=1.24$ ) と考えられる。一方スライダ材 (NiZn フェライト) の $\alpha$ は不明であるが、修正係数は材質によってそれほど大きく変わるものではなく、また研摩後のフェライト表面がガラス表面に近い状態にあるため、以下の計算では修正係数として $\alpha=1.24$ を用いた。

図 3.13, 3.14 にスライダ No. 2, 3 についての比較例を示す。実線および破線は計算値であり、○印, △印は最小すきま位置  $h_0$  についての, ●印, ▲印はフラット部の先端のすきま  $h'_1$  についての実験値である。

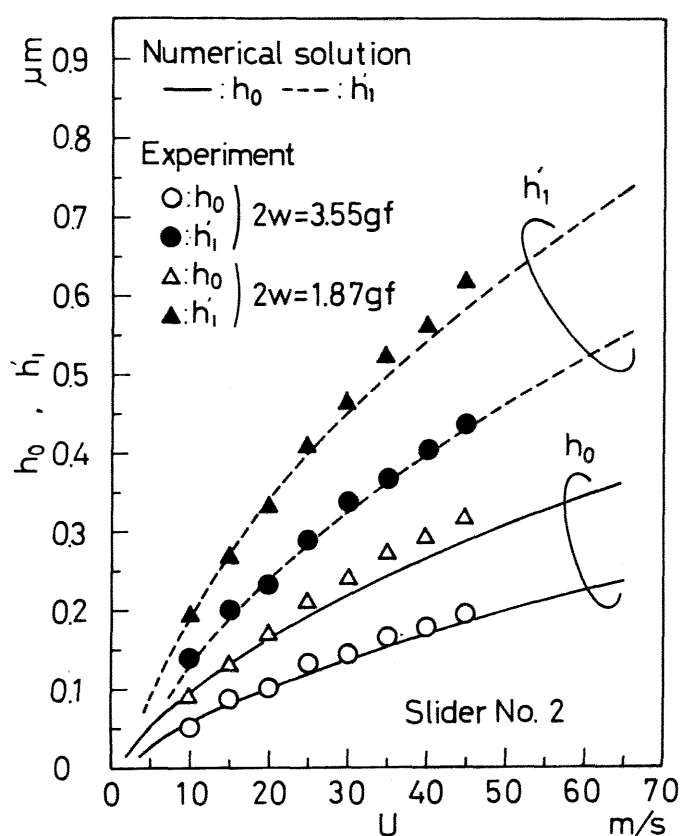


図 3.13 速度と浮上すきまの関係

図 3.12 ~ 3.14 から計算値と実験値とはよい一致を示していることがわかる。両者は実験精度程度の差しかないため、詳細な比較を行うには無理はあるが、全体的には高速領域 (30m/s 以上) においては実験値のほうが大きく、低速領域 (20m/s 以下) においては実験値のほうが小さい傾向にある。

図 3.15, 3.16 は連続流としたときの浮上すきま  $h_0$  ( $\lambda=0$ ) に対するスリップ流れを考慮したときの浮上すきま  $h_0$  の比  $h_0/h_0(\lambda=0)$  をクヌッセン数  $M$  に対して示したものである。

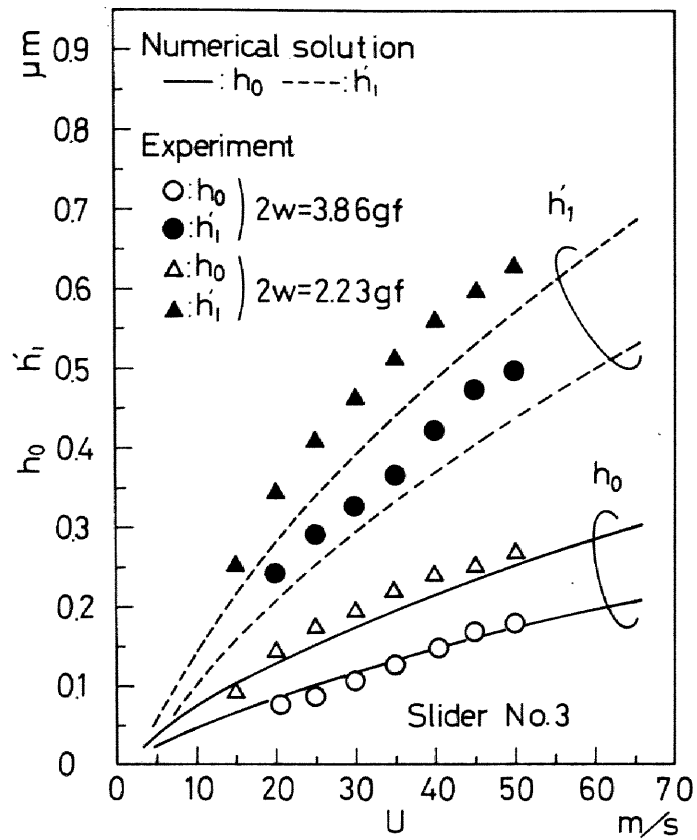


図 3.14 速度と浮上すきまの関係

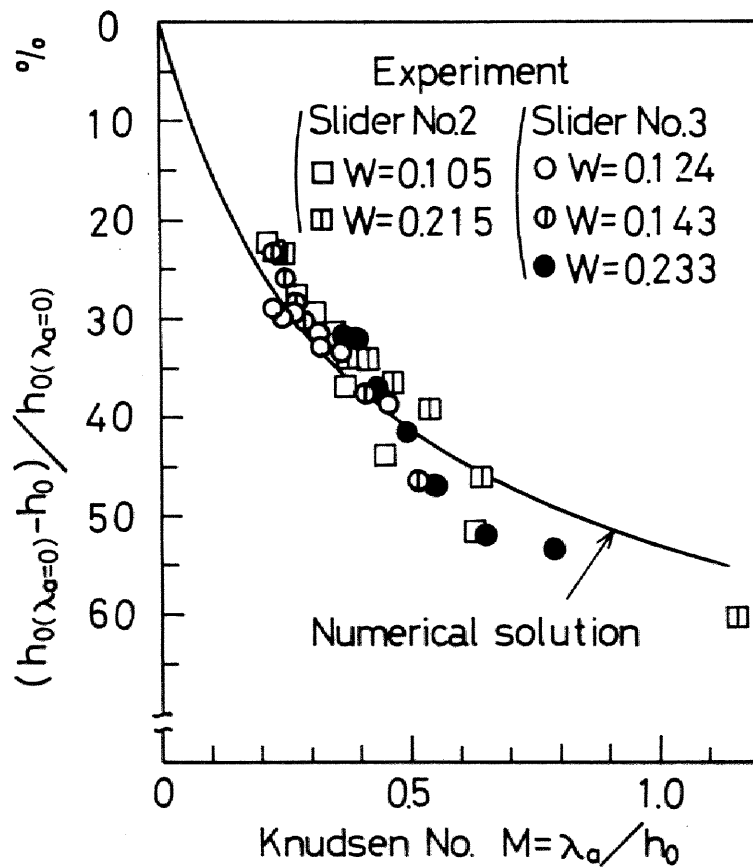


図 3.15 クヌッセン数と浮上すきまの減少率との関係

実線は計算値であるがスリップ流れの影響をこのように表示すると、荷重による差は小さくなり、本実験の無次元荷重が0.1～0.3の範囲では曲線はほとんど重なってしまう。それぞれの図中に2～3種類の荷重で荷重を一定にして速度を変えて行った実験結果を示す。スライダ形状が類似しているNo.2, 3については図3.16にまとめて示す。実験値はいずれも計算値とよい一致を示しており、ほとんどの実験値は計算値の±5%以内にある。

Tsengの実験結果ではスリップ流れの影響は負荷容量の減少量として示されているが、本実験では荷重を一定にし浮上すきまの減少量を求めているので、両者を直接比較することはできない。そこで次の手順により等価的に負荷容量の減少率を求めた。すなわちスリップ流れの条件下で荷重 $W$ に対して浮上すきま $h_0$ が得られたとき、これと同じ浮上すきま $h_0$ を連続流れ条件下で実現するために必要な荷重 $W$  ( $\lambda_a=0$ ) を計算し、スリップ流れによる負荷容量の減少率  $1 - W/W$  ( $\lambda_a=0$ ) を求めた。

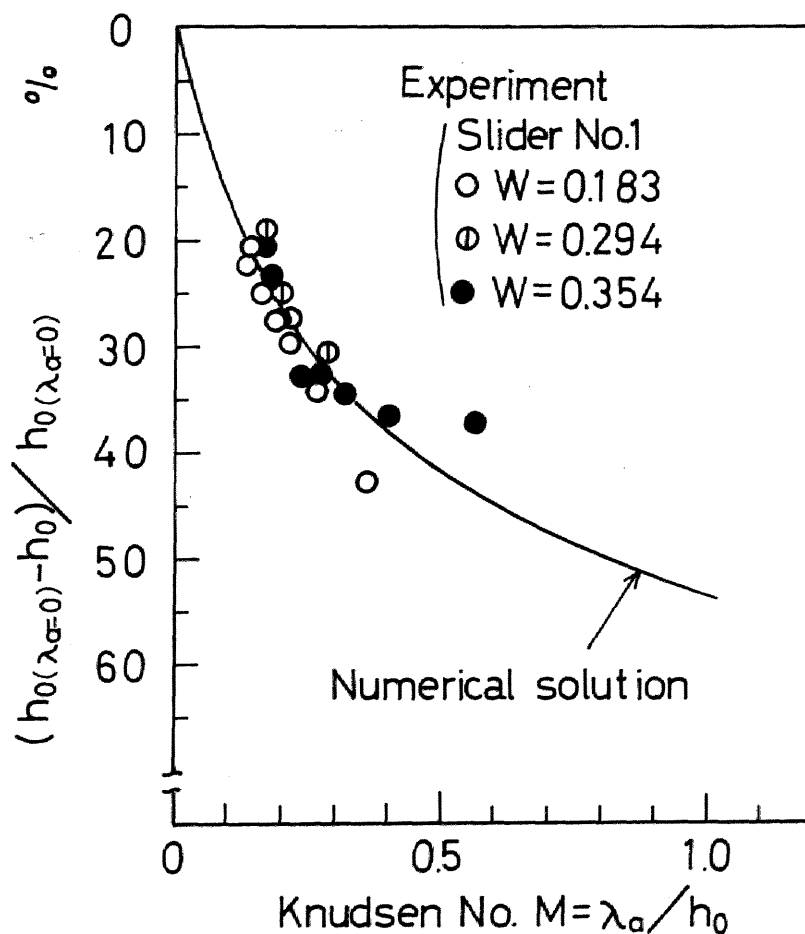


図 3.16 クヌッセン数と浮上すきまの減少率との関係

図 3.17 は実験値および計算値それぞれに対して負荷容量の減少率を示したものである。図中の Tseng の実験結果は文献(4)より  $1 - W/W(\lambda_a=0)$  を求めたもので、本実験範囲よりもかなり負荷容量の減少率の小さい領域にある。

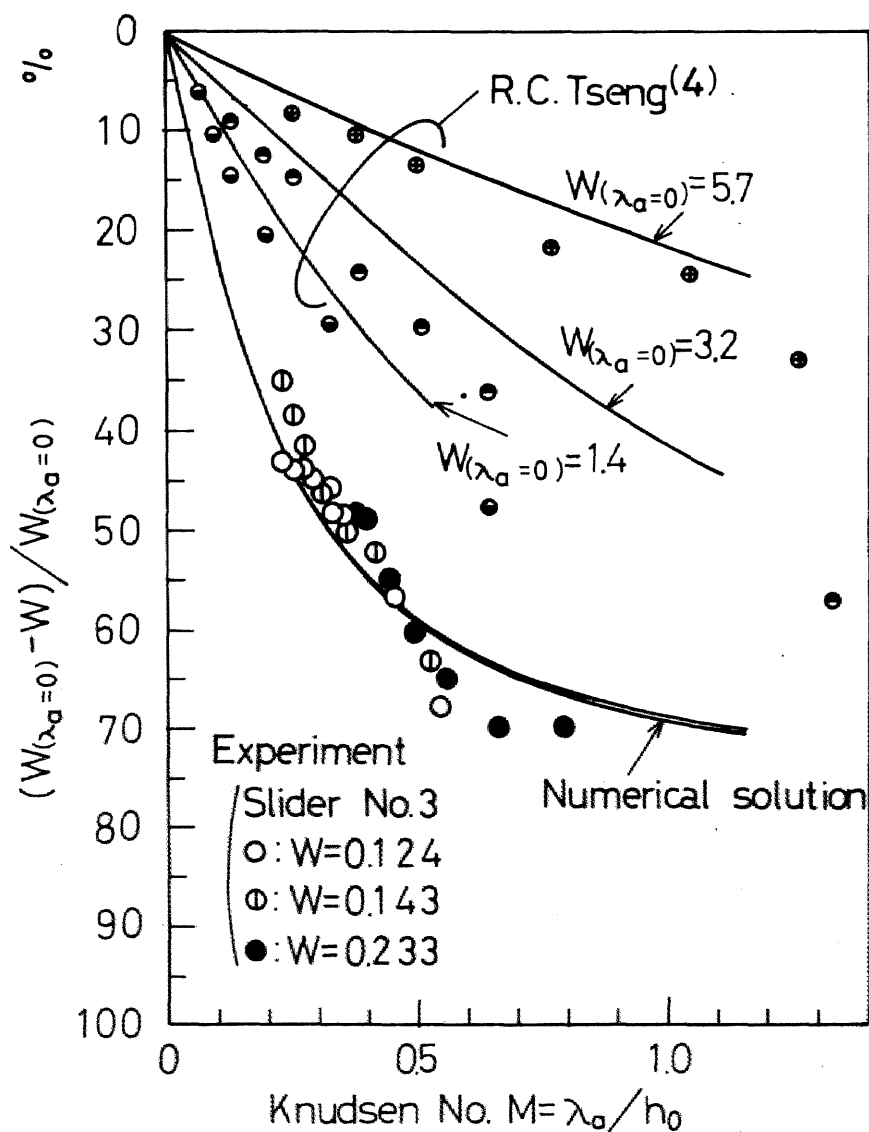


図 3.17 クヌッセン数と負荷容量（荷重）の減少率との関係

これより Tseng の実験結果と本実験結果とは少し異なった傾向を示していることがわかる。すなわち Tseng においてはほとんどの実験値は計算値より 3～5% 小さい。本実験では負荷容量の減少率の小さい領域では実験値のほうが大きい、減少率の大きい領域では逆の傾向にあり、全体的には本実験結果のほうがよい一致を示している。Tseng の実験結果を外挿すれば、実験領域においても実験値のほうが計算値を下回り、かつその差が増大することが予想されるが、必ずしもそのような傾向は得られなかった。

実用的見地から見ても負荷容量の減少率が60%程度の領域までは実験値は計算値とよい一致を示していると言えるため、Burgdorferの導入した式により精度よく浮上特性を予測することは可能である。浮動ヘッドスライダの設計検討を進めるにあたって、この式を用いることの妥当性が実証された。しかし減少率が60%を越えるあたりから実験値と計算値の差が顕著になる傾向が見られる。この領域の実験データは見解を示すには不十分であり、今後検討を要するところである。

### 3.8 結 論

本章によって得られた結果を要約すると以下のようになる。

- (1) 分子平均自由行程 $\lambda$ の影響はすきま形状・境界形状・ $A$ 値に依存しており、単にクヌッセン数 $M$ の大きさのみによって、その大きさを求めることはできない。しかし無次元負荷容量 $W$ が同じであれば、これらのパラメータに大きくは依存せず、ほとんど $M$ の大きさのみに依存する。
- (2) 走行速度と浮上すきまの関係においては、低速にするほど $\lambda$ の影響は増大するが、押圧力（負荷容量）と浮上すきまの関係においては、押圧力を増して浮上すきまを小さくしても、 $\lambda$ の影響はそれほど大きくはならない。
- (3) 実験は浮動ヘッドスライダの設計検討の対象とされている動作条件に近い荷重 $W = 1 \sim 10 \text{ gf}$ ，速度 $U = 10 \sim 50 \text{ m/s}$ を実験範囲とし、一定荷重で速度を変えて行った。この範囲における計算結果との比較では、実用的には実験値と計算値とはよい一致を示していると言える。
- (4) スリップの流れの影響を負荷容量の減少率に換算した場合には、本実験範囲は減少率が30～70%の領域に相当する。減少率が60%程度までは実験値と計算値はよい一致を示しており、Burgdorferの導入した修正レイノルズ方程式が近似式として妥当であることが実証された。しかし、減少率が60%を越えるあたりから実験値と計算値との差は大きくなる。
- (5) (1)，(2)より浮動ヘッドスライダの設計にあたっては修正レイノルズ方程式により浮上特性を精度よく予測することが可能であることが明らかになった。

なお本章で提案した浮上すきまの測定法は有色部では $0.01 \sim 0.015 \mu\text{m}$ 程度の精度が得られ、また従来は困難であった無彩色部においても外挿的に測定が可能であるため、有用性が高い。

## 第4章 矩形波状粗さをもつスライダ軸受<sup>(53)</sup>

### 4.1 緒 言

粗さのある面の潤滑特性を解析する方法として平均すきまを用いる方法がある。この方法はMichellが走行方向に沿う正弦波状の一次元粗さ（平行粗さ）について最初に導入したもので<sup>(5)</sup>、波長が小さければ三角波状、矩形波状の粗さにも適用可能であることが示されている。Tzengらは走行方向に直交する一次元粗さ（直交粗さ）について粗さを統計的に処理して解析する方法を提案し<sup>(7)</sup>、Christensenはこの方法を拡張し期待値で表されたレイノルズ方程式の一般形を導入した<sup>(8),(9)</sup>。一方、負荷容量、安定性を増加させるために軸受面に規則的な凹凸を設けたグループ軸受は溝状の一次元粗さの効果を積極的に利用したものといえることができる。走行面に斜交する溝をもつグループ軸受についてHirsは流量の連続条件を用いて平均すきまで表されるレイノルズ方程式を導入した<sup>(6)</sup>。上記の研究とは独立にVohrらは無限溝本数の仮定のもとに一对のランドと溝との間の平均圧力についての微分方程式を導入した<sup>(54)</sup>。さらにElrodはスライダ長と面粗さの卓越波長との二つの変数でレイノルズ方程式を展開する方法により数学的に平均すきまで表されたレイノルズ方程式を導入した<sup>(10),(11)</sup>。

平均すきま理論は直観的に導入されたもので、粗さモデルを用いた計算結果との比較あるいは実験結果との比較によってこの理論を実証した報告はこれまでになかった。平均すきま理論は粗さの波長あるいは一对のグループとランドとの長さがスライダ長などの規準長さに比して十分小さいという仮定に基づいている。しかし、潤滑面積が小さい軸受、あるいはグループ加工上の制約から溝本数に限界のあるグループ軸受においては粗さの波長やグループ幅の影響が相対的に増大する。特に圧縮性潤滑膜の場合には一对の凹凸内での圧縮性（局所圧縮性）の影響が大きくなると凹凸は連続するステップ軸受と同じ効果をもつようになるため、凹凸の幅が無限小という仮定のもとでは無視される局所圧縮性の影響を明らかにしておく必要がある。また、これまでの平均すきま理論は一次元粗さを対象としたもので、実際の二次元粗さについての平均すきま理論はまだ確立されていない。

本章では一次元および二次元の有限波長の粗さモデルを用い、計算機によるシミュレーションにより、無限小波長の場合に無視される局所圧縮性に起因する二次的な圧力発生の影響を求めた。また、平均すきま理論による計算結果と比較し、一次元粗さについての平



均すきま理論の妥当性を実証するとともに、二次元粗さは平行粗さと直交粗さとの中間的な特性を示し、二次元粗さについての平均すきま理論がそのまま適用できないことを明らかにした。ついで電氣的なアナロジイから二次元粗さに対する新しい平均化の手法を提案した。さらに、平行粗さあるいは直交粗さを有するスライダ軸受を用いた実験結果と平均すきま理論による計算結果とを比較することにより両者がよい一致を示すことを確認した。

## 4.2 平均すきま理論

平均すきま理論は粗さをもつ面を潤滑特性上これと等価な平滑な面で置き換えるもので、直観的な解釈のもとに一次元粗さをもつ非圧縮性潤滑膜に関して導入された。ここでは、分子平均自由行程  $\lambda$  に起因するスリップ流れを考慮した圧縮性潤滑膜の場合に、この理論を適用する。スリップ流れを考慮した修正レイノルズ方程式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho h^3 \left( 1 + 6 \frac{\lambda}{h} \right) \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \rho h^3 \left( 1 + 6 \frac{\lambda}{h} \right) \frac{\partial p}{\partial y} \right] \\ = 6 \mu U \frac{\partial}{\partial x} (\rho h) \end{aligned} \quad (4.1)$$

圧縮性潤滑膜では密度  $\rho$  が括弧内に加わる点が非圧縮性潤滑膜と異なるが、粗さの波長が十分小さい場合には  $\rho$  に関しては以下の仮定が成立するものと考えられる。

- (a) 一つの凹凸についてみると、この内部での圧縮性（局所圧縮性）の効果は小さいため、 $\rho$  は凹凸内の平均値で代表させることができる。したがって、 $\rho$  は凹凸を横切る方向の圧力勾配およびすきまに依存しない。

さらに、非圧縮性潤滑膜の場合と同様に無限幅軸受について次の仮定を用いる。

- (b) 平行粗さの場合には、圧力勾配が凹凸を横切る方向には変化しない。  
(c) 直交粗さの場合には、質量流量が凹凸を横切る方向には変化しない。

まず、圧縮性連続流体の場合について考える。この場合には走行方向の質量流量は次式で与えられる。

$$q = - \frac{h^3}{12 \mu} \rho \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{2} U \rho h \quad (4.2)$$

平行粗さの場合には、仮定(a), (b)より,  $h^3$ と $\rho$ と $\partial p/\partial x$ ,  $h$ と $\rho$ がそれぞれ独立なため, 式(4.2)をそのまま平均化することができる。したがって, 平均流量 $\bar{q}$ は

$$\bar{q} = -\frac{h^3}{12\mu} \rho \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{2} U \widetilde{\rho h} = -\frac{\bar{h}^3}{12\mu} \bar{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{1}{2} U \widetilde{\rho h} \quad (4.3)$$

となる。ここで記号 $\sim$ は積分平均を意味し

$$\bar{h}^3 = \frac{1}{\Delta x} \int_0^{\Delta x} h^3 dx, \quad \bar{h} = \frac{1}{\Delta x} \int_0^{\Delta x} h dx \quad (4.4)$$

である。直交粗さの場合には,  $h^3$ と $\partial p/\partial x$ とは独立ではない。このため, 式(4.2)を $h^3$ で除してから平均化を行い, 仮定(a), (c)を用いれば次式を得る。

$$\begin{aligned} \widetilde{q h^{-3}} &= \bar{q} \bar{h}^{-3} = -\frac{1}{12\mu} \widetilde{\rho \frac{\partial p}{\partial x}} + \frac{1}{2} \widetilde{\rho h^{-2}} \\ &= -\frac{1}{12\mu} \bar{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{1}{2} \bar{\rho} \bar{h}^{-2} \end{aligned} \quad (4.5)$$

したがって,

$$\bar{q} = -\frac{1}{12\mu} \frac{\bar{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}}{\bar{h}^{-3}} + \frac{1}{2} \bar{\rho} \frac{\bar{h}^{-2}}{\bar{h}^{-3}} \quad (4.6)$$

となる。ここで

$$\hat{h}^3 = \frac{1}{\bar{h}^{-3}}, \quad \hat{h} = \frac{\bar{h}^{-2}}{\bar{h}^{-3}} \quad (4.7)$$

とおけば, 式(4.6)は次のように表される。

$$\bar{q} = -\frac{1}{12\mu} \hat{h}^3 \bar{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{1}{2} U \bar{\rho} \hat{h} \quad (4.8)$$

式(4.3), (4.8)より, 圧縮性潤滑膜についても圧力流れ項中の $h^3$ , 剪断流れ項中の $h$ を, 平行粗さでは算術平均すきま $\bar{h}^3$ ,  $\bar{h}$ で, 直交粗さでは調和平均すきま $\hat{h}^3$ ,  $\hat{h}$ で

それぞれ置き換えることができることがわかる。ただし、式(4.7)の第2式からわかるように、 $\hat{h}$ は厳密な調和平均ではないが、ここでは $\hat{h}^3$ 、 $\hat{h}$ を一括して調和平均と呼ぶこととする。なお、 $h$ の厳密な調和平均 $\hat{h}'$ は

$$\hat{h}' = \frac{1}{\overline{h^{-1}}} \quad (4.9)$$

で表される。図4.1に平行スライダに矩形波状直交粗さがある場合の $\hat{h}$ と $\hat{h}'$ との差を示す。

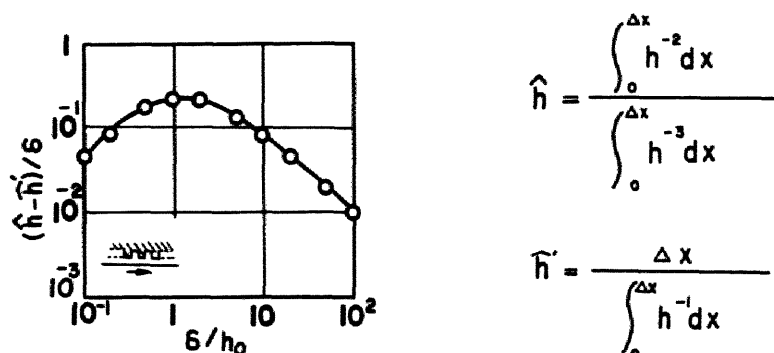


図 4.1 調和平均 $\hat{h}$ と $\hat{h}'$ との差異

ここで $\delta$ は粗さの深さである。 $(\hat{h} - \hat{h}') / \delta$ は $\delta / h_0 = 1$ 付近で最大となるが、その大きさはたかだか0.2程度である。通常は、すきまはくさび形に形成される。この場合には潤滑面全体にわたって $\delta / h_0 = 1$ となることはなく、 $\hat{h}$ と $\hat{h}'$ との差は小さい。

スリップ流れの条件下では式(4.1)に示すように圧力流れ項中に $h^2$ 項が付加される。平行粗さでは

$$\overline{h^3 + 6\lambda h^2} = \tilde{h}^3 + 6\lambda \tilde{h}^2 \quad (4.10)$$

となるため、 $h^2$ を $\tilde{h}^2$ で置き換えることが可能である。一方、直交粗さでは式(4.7)に

対応して

$$\text{圧力流れの平均すきま} = \frac{1}{\left( \overline{\frac{1}{h^3 + 6\lambda h^2}} \right)} \quad (4.11)$$

剪断流れの平均すきま

$$= \frac{\overline{\left( \frac{h}{h^3 + 6\lambda h^2} \right)}}{\overline{\left( \frac{1}{h^3 + 6\lambda h^2} \right)}} \quad (4.12)$$

となり、すきま  $h^3$ ,  $h^2$  をそれぞれの平均すきまで直接には置換できない。分子平均自由行程  $\lambda$  は圧力に逆比例するために、平均化演算の中に  $\lambda$  を含む式 (4.11), (4.12) を計算するためには圧力が既知であることが条件となる。すなわち、数値計算においては、逐次近似の度毎にそのときの圧力に対応する  $\lambda$  を用いた平均化演算が必要となる。しかし、 $\lambda$  を微小量としたときには以下のように近似的に平均すきまを求めることができる。 $a \gg \varepsilon$  とすれば、次の近似式が成立する。

$$\begin{aligned} \overline{\left( \frac{1}{a + \varepsilon} \right)} &= \overline{\frac{1}{a \left( 1 - \frac{\varepsilon}{a} \right)}} = \overline{\left( \frac{1}{a} \right) \left( 1 - \frac{\varepsilon}{a} \right)} \\ &= \frac{1}{\overline{\left( \frac{1}{a} \right)} \left( \frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{a} \right)} = \frac{1}{\overline{\left( \frac{1}{a} \right)} \left( \frac{1}{\varepsilon} \right)} \\ \overline{\left( \frac{b}{a + \varepsilon} \right)} &= \overline{\frac{\frac{b}{a} \left( 1 - \frac{\varepsilon}{a} \right)}{\frac{1}{a} \left( 1 - \frac{\varepsilon}{a} \right)}} \\ &= \frac{\overline{\left( \frac{b}{a} \right) \left( 1 - \frac{\varepsilon}{a} \right)}}{\overline{\left( \frac{1}{a} \right) \left( 1 - \frac{\varepsilon}{a} \right)}} = \frac{\overline{\left( \frac{b}{a} \right)}}{\overline{\left( \frac{1}{a} \right)}} \end{aligned} \quad (4.13)$$

式 (4.13) の第 1 式, 第 2 式をそれぞれ式 (4.11), (4.12) に適用すれば

圧力流れの平均すきま

$$\hat{=}\frac{1}{\left(\frac{\tilde{1}}{h^3}\right)}+\frac{1}{\left(\frac{\tilde{1}}{6\lambda h^2}\right)}=\hat{h^3}+6\lambda\hat{h^2}\quad (4.14)$$

剪断流れの平均すきま

$$\hat{=}\frac{\left(\frac{\tilde{1}}{h^2}\right)}{\left(\frac{\tilde{1}}{h^3}\right)}=\hat{h}\quad (4.15)$$

となる。すなわち、 $\lambda$ が小さい場合には、 $h^3$ 、 $h^2$ 、 $h$ についての平均すきまとして、それぞれ独立に、調和平均すきま $\hat{h^3}$ 、 $\hat{h^2}$ 、 $\hat{h}$ を用いてもよいことがわかる。

### 4.3 数値計算によるシミュレーション

#### 4.3.1 数値計算

シミュレーションには次の4種類の粗さモデルを用いた。

- (i) 一次元直交粗さ (図4.2の1, 4, 5)
- (ii) 一次元平行粗さ (図4.2の3)
- (iii) 二次元格子状粗さ (図4.2の2, 6)
- (iv) ボイド状粗さ

このような粗さをもつ平行平面スライダ、傾斜平面スライダあるいは円筒面スライダについて、スリップ流れの境界条件のもとで圧縮性流体により潤滑される場合の負荷容量を求めた。規準すきまとしては粗さの中心線平均すきまを用いることが従来は多いが、これは物理的に対応する面を規定することが困難なため、ここでは走行面に接触する面として規定できる粗さの先端を包らるる仮想面における最小すきま $h_0$ を用いることとする。式(4.1)の数値計算には第2章で示した有限要素法を用い、ニュートン・ラフソン逐次近似の収束判定条件を $10^{-4}$ とした。収束性はすきま形状にはほとんど依存せず、2～4回の繰り返しで解が得られた。分割数は粗さの1波長に6あるいは12、粗さに沿う長さに45～150で、全節点数は240～1057、全要素数は468～1800である。

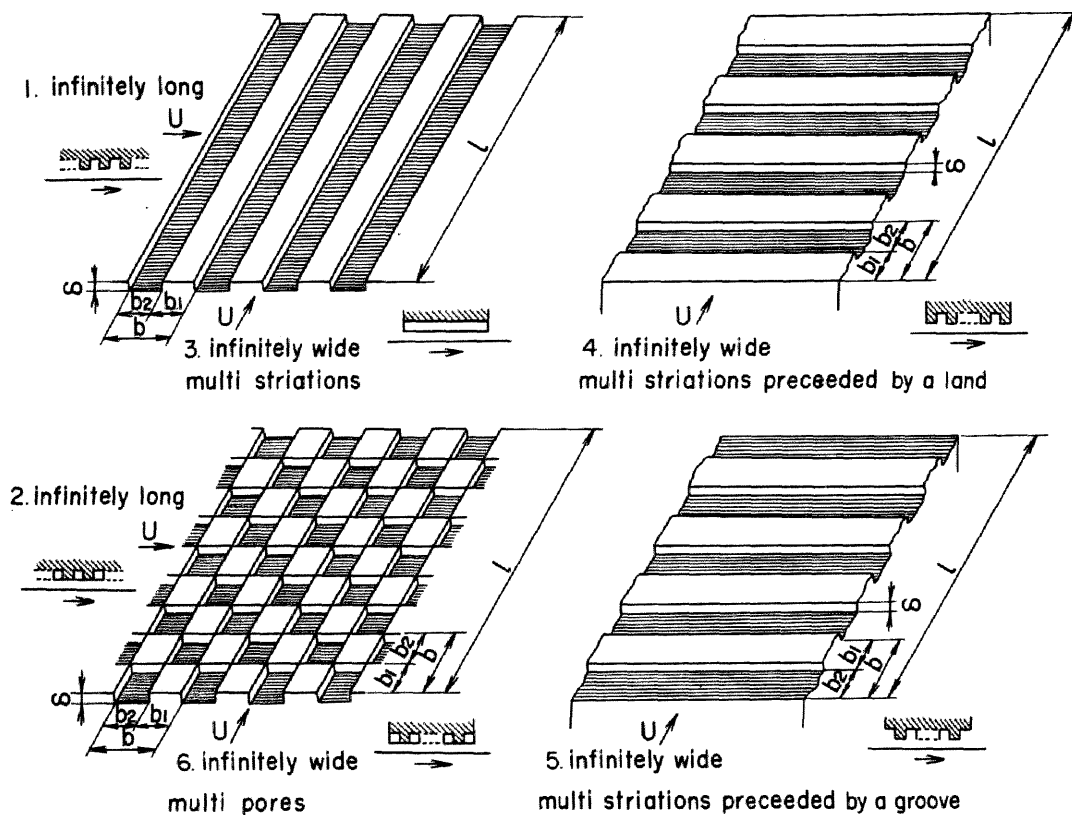


図 4.2 粗 さ モ デ ル

#### 4.3.2 平行平面スライダ

以下の 5 種類の粗さのパターンをもつ平行平面スライダについて計算した。

##### (a) 無限長スライダの場合

I - i 直交粗さ (図 4.2 の 1)

I - ii 格子状粗さ (図 4.2 の 2)

##### (b) 無限幅スライダの場合

I - iii 流入端がランドから始まる直交粗さ (図 4.2 の 4)

I - iv 流入端が溝から始まる直交粗さ (図 4.2 の 5)

I - v 格子状粗さ (図 4.2 の 6)

図 4.3 に一對の凹凸の面積  $bl$  を用いて無次元化した負荷容量  $w/(p_a bl)$  に及ぼす圧縮性の影響を示す。非圧縮性流体の場合 (圧縮性定数  $\lambda \rightarrow 0$ ) には, I - i, I - ii, I - v では正圧と負圧とがバランスするため負荷容量は零, I - iii, I - iv ではステップ軸受のように  $\lambda$  に比例する。しかし, 本図に示すように圧縮性流体では,

前者の場合にも  $\Lambda$  が大きくなるとかなり大きな負荷容量が得られる。I-iii と I-iv とは非圧縮性流体では境界条件の差異だけであり、負荷容量は符号が逆で絶対値が同じになるが、 $\Lambda$  が大きくなると圧縮性に起因する非線形性のため大きさ（絶対値）に差が生ずるようになる。

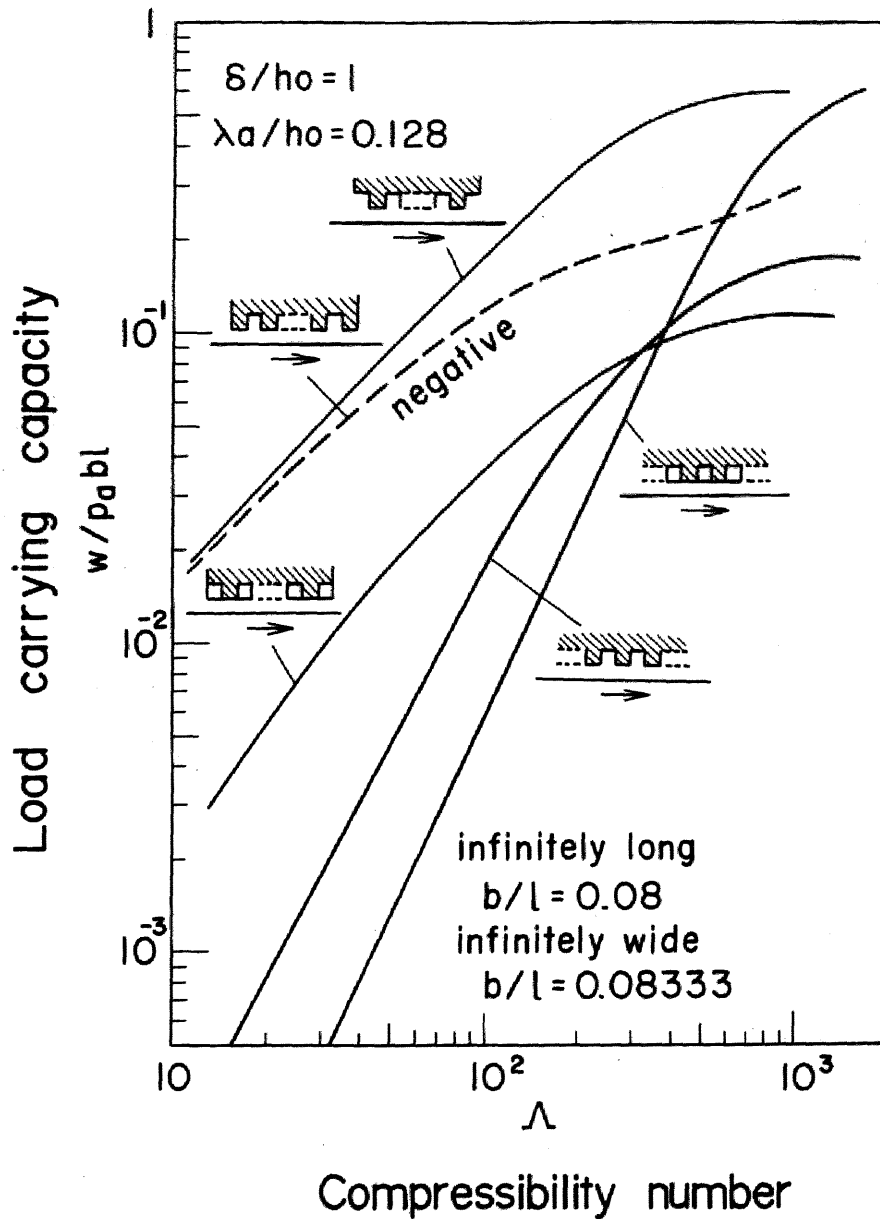


図 4.3 粗さをもつ平行平面スライダの負荷容量

無限長格子状モデル (I-ii) について、軸受中央付近の 1 波長内の圧力分布およびスライダを幅方向に横切る方向の圧力分布をそれぞれ図 4.4、図 4.5 に示す。

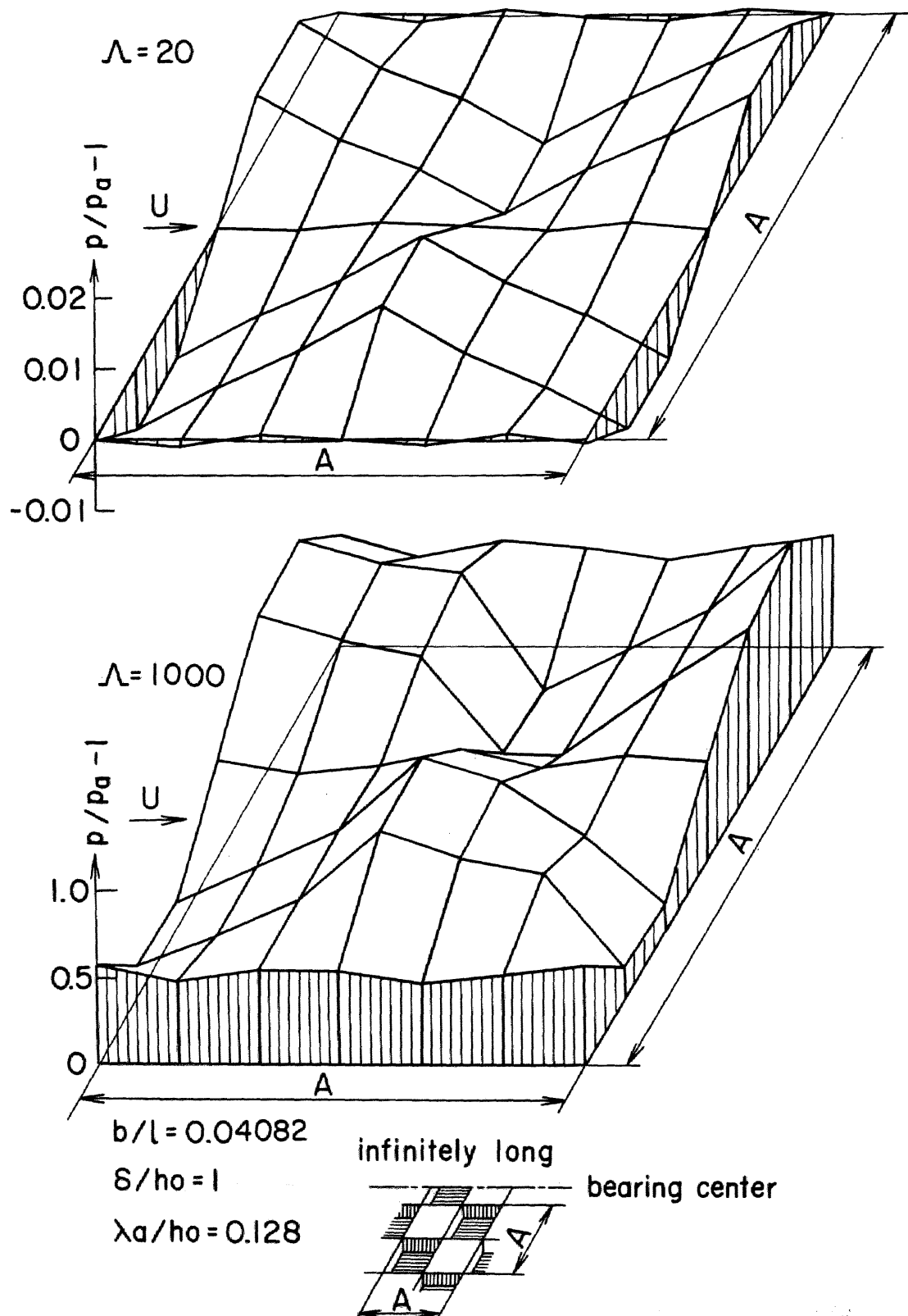


図 4.4 格子状粗さをもつ平行平面スライダの圧力分布



$$b/l=0.04082 \quad \delta/h_0=1 \quad \lambda a/h_0=0.128$$

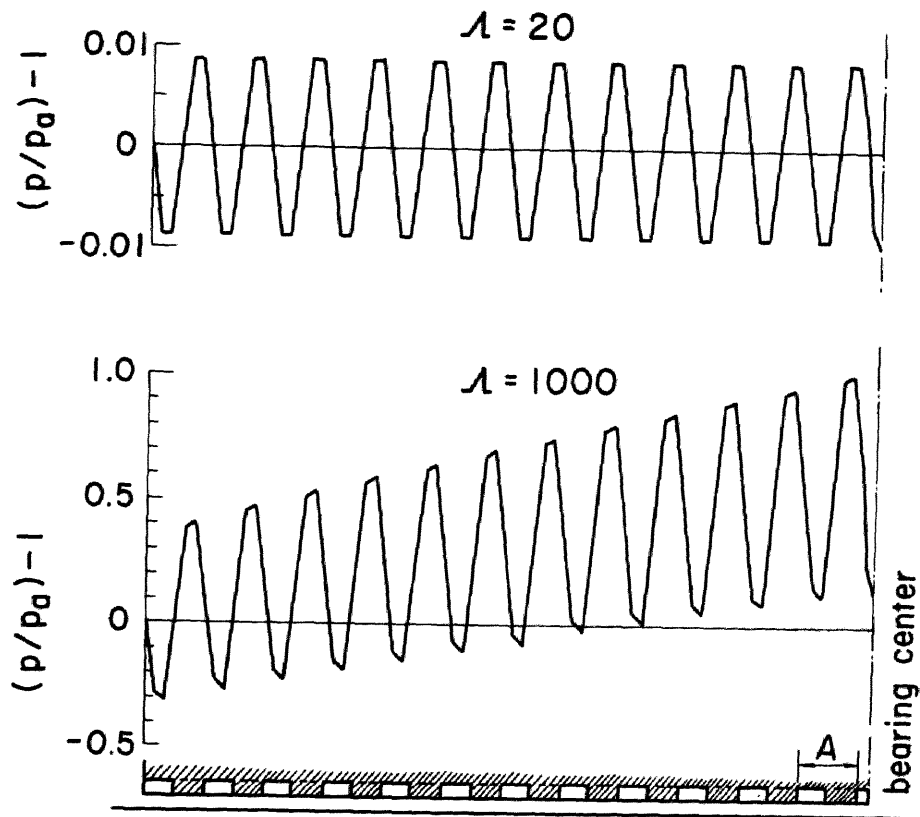
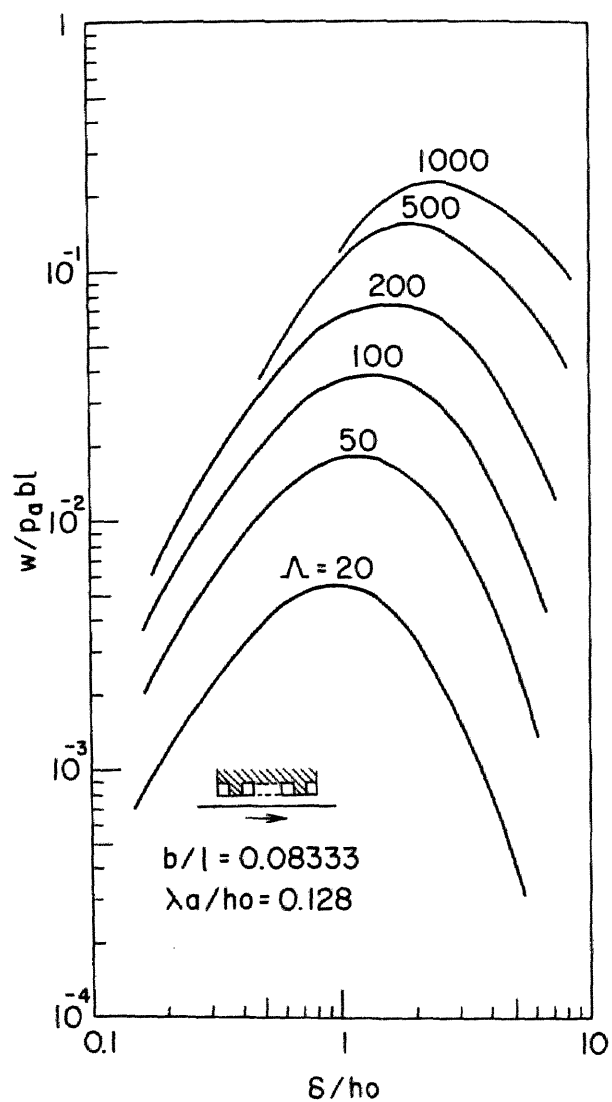


図 4.5 格子状粗さをもつ平行平面スライダの圧力分布

$\Lambda = 20$  では圧縮性の影響は小さく、正圧と負圧とは対称形である。一方  $\Lambda = 1000$  では圧縮性に起因する非線形性のため、正圧が負圧を上回るようになる。図 4.6, 図 4.7 に粗さの高さの影響を示す。広範囲の  $\Lambda$  値において、負荷容量は  $\delta/h_0 = 1$  の近傍において最大となり、 $\Lambda$  が著しく大きくなると、最大値を与える  $\delta/h_0$  の値は増加し始める。図 4.8, 図 4.9 に無限長の直交粗さと格子状粗さについて、スリップ流れの影響を示す。両者の間でスリップ流れに起因する負荷容量の減少割合についての差異は小さいことがわかる。

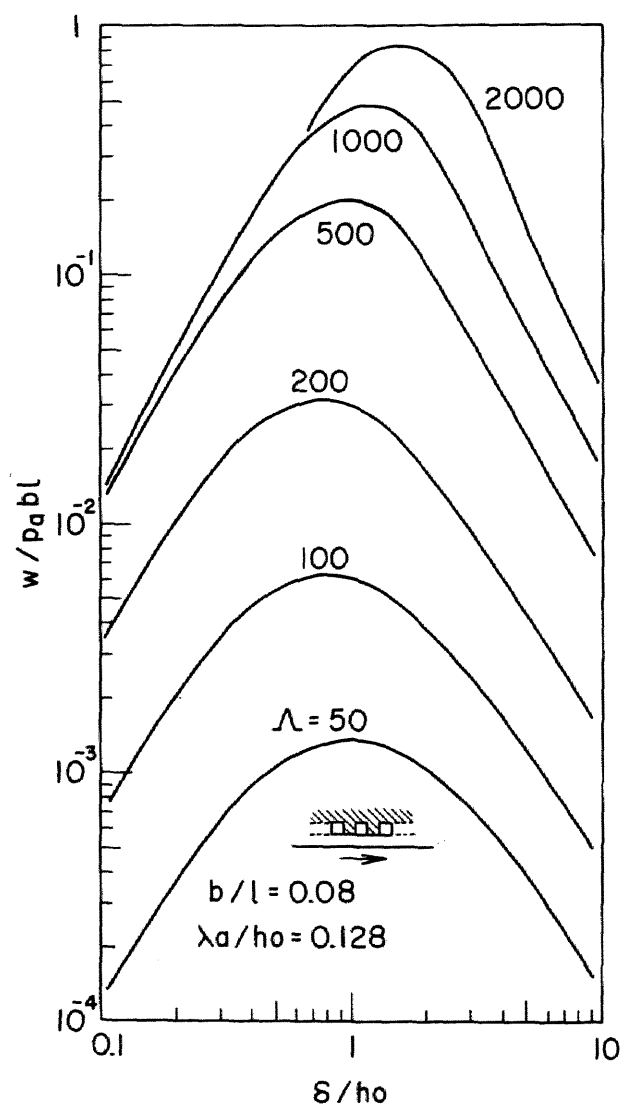
#### 4.3.3 傾斜平面スライダ

以下の 4 種類の粗さパターンを持つ傾斜平面スライダについて計算した。



Height of irregularity

図 4.6 格子状粗さをもつ無限幅平行平面  
スライダの負荷容量



Height of irregularity

図 4.7 格子状粗さをもつ無限長平行  
平面スライダの負荷容量

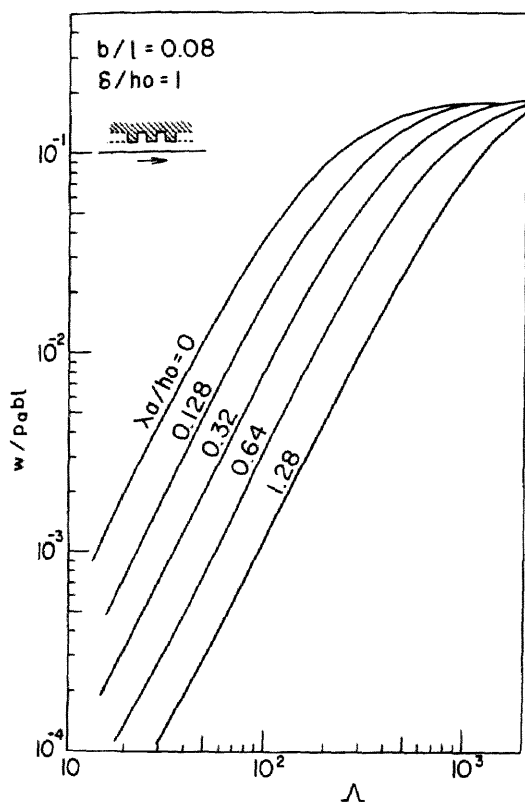


図 4.8 直交粗さをもつ無限長平行平面  
スライダにおける分子平均自由行  
程の影響

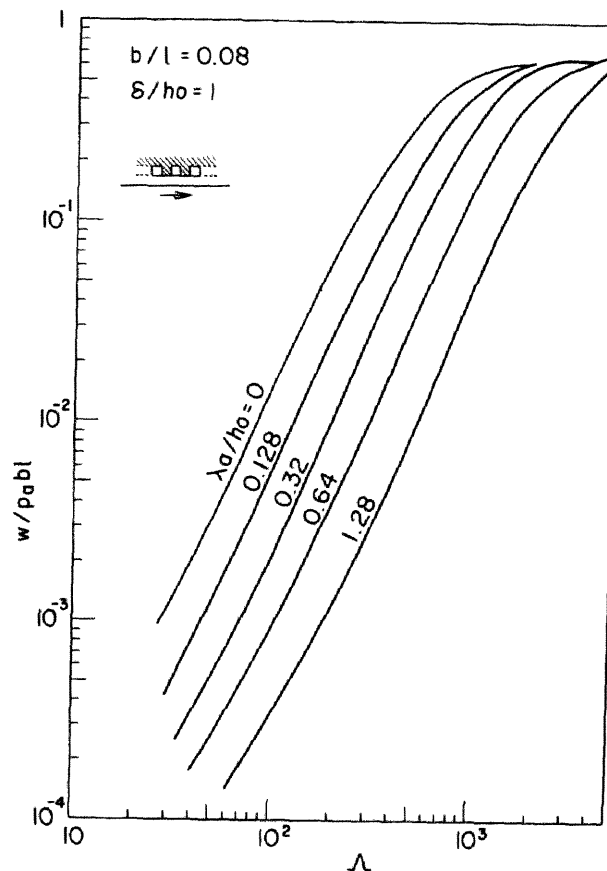


図 4.9 格子状粗さをもつ無限長平行平面  
スライダにおける分子平均自由行  
程の影響

- Ⅱ - i 流入端がランドから始まる直交粗さ (図 4.2 の 4)
- Ⅱ - ii 流入端が溝から始まる直交粗さ (図 4.2 の 5)
- Ⅱ - iii 平行粗さ (図 4.2 の 3)
- Ⅱ - iv 格子状粗さ (図 4.2 の 6)

負荷容量と圧力中心位置に及ぼす圧縮性の影響を求めた結果を図 4.10, 図 4.11 に示す。図 4.10 は圧縮性の影響が小さい場合, 図 4.11 は大きい場合である。

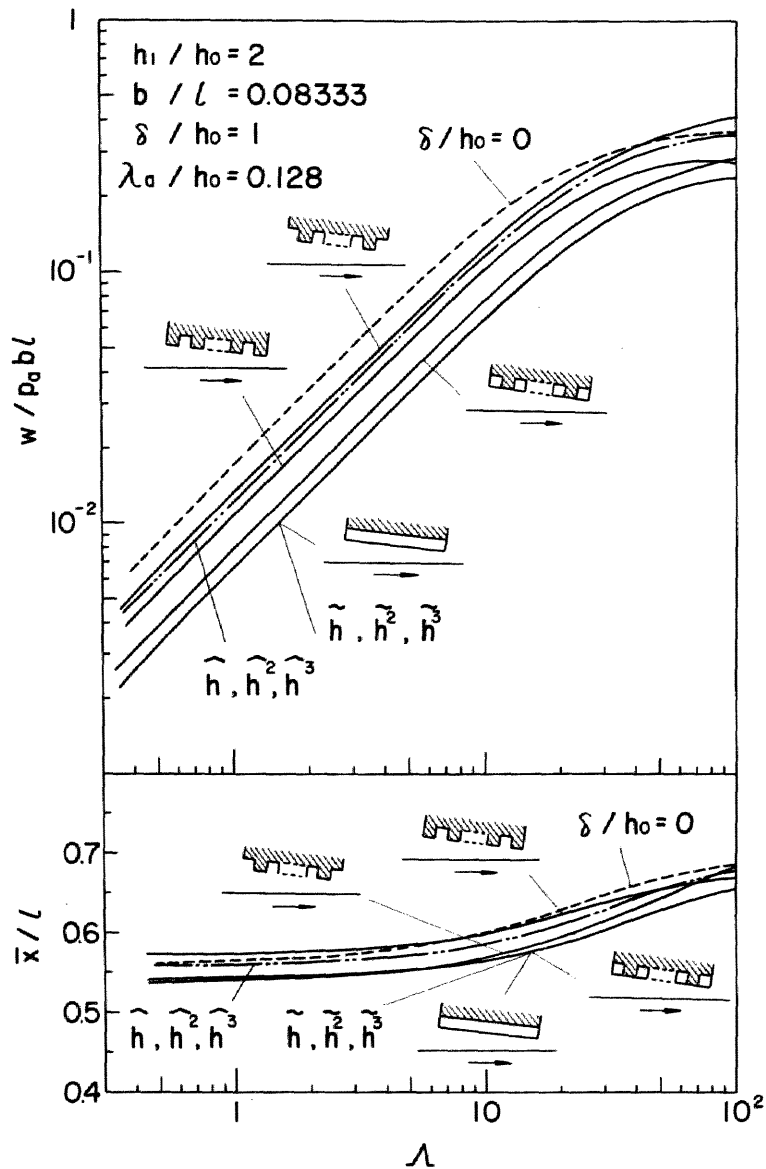


図 4.10 粗さをもつ傾斜平面スライダにおける圧縮性の影響

参考のため、平滑な傾斜平面スライダの場合の結果を破線で示す。 $\lambda < 10$  では圧縮性の影響は小さく、負荷容量は  $\lambda$  に比例する。この領域では粗さをもつスライダの負荷容量は平滑スライダのそれより小さい。平滑スライダとの比較を、中心線平均すきまの最小値  $h_m = 1.5 h_0$  で無次元化した圧縮性定数  $\lambda_m = 6 \mu U l / (p_a h_m^2)$  が同一となる条件（例えば平滑スライダにおける  $\lambda = 1$  と粗さをもつスライダにおける  $\lambda = 2.25$ ）において比較すれば、負荷容量は直交粗さでは増加、平行粗さでは減少、格子状粗さでは同等になる。しかし、実用上は動作時のすきまを接触時からの軸受の移動量で測定することが多いため、最小すきま  $h_0$  で無次元化した本計算結果の表示のように、粗さにより、負荷容量は減少すると理解した方が実用的である。圧縮性の影響が大き

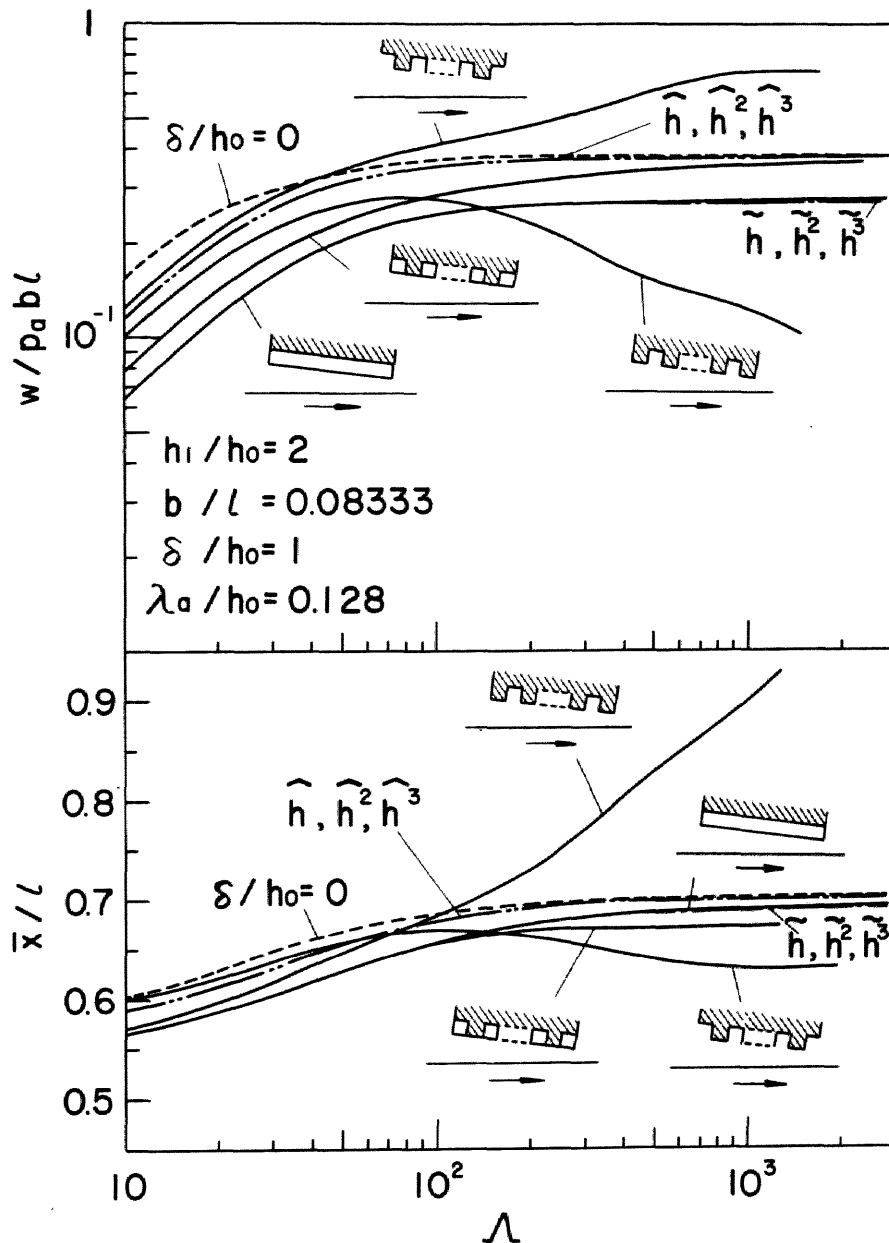


図 4.11 粗さをもつ傾斜平面スライダにおける圧縮性の影響

くになると ( $\lambda > 10$ )，負荷容量は飽和状態になるが， $\lambda > 100$  では溝から始まる直交粗さでは急増し，ランドから始まる直交粗さでは減少するようになる。これは図 4.3 で示した粗さ 1 波長に対応する局所圧縮性の影響が重畳されてくるためと考えられる。

算術平均すきまを用いた結果は，平行粗さの場合の計算結果とはほぼ一致している。この関係が高圧縮性領域においても成立するのは無限幅の平行粗さでは，粗さを横切る方向の流れがなく，局所圧縮性の効果が現れないためである。一方，調和平均すきまによる結果は，溝から始まる直交粗さとランドから始まる直交粗さの中間の値を示す。境界が溝かランドかによる差異は波長の微小化とともに消滅するため，無限小波

長の直交粗さの場合には調和平均すきまによる結果に一致するものと思われる。しかし、有限波長の場合には、局所圧縮性の影響が現れる領域では平均すきまとの差異が顕著になる。

圧縮性の影響が大きく現れる  $A = 200$  の場合について、負荷容量に及ぼす粗さの深さの影響を図 4.12 に示す。平行粗さと直交粗さとは特性が大きく異なる。溝から始まる直交粗さでは  $\delta/h_0 = 2$  近傍で負荷容量は最大値、ランドから始まる直交粗さでは  $\delta/h_0 = 1$  近傍で最小値をとり、 $\delta/h_0$  がさらに増加すると、 $\delta/h_0 = 0$  の場合に漸近し、あたかも粗さがないような特性を示す。図 4.6，図 4.7 に示されるように  $A = 200$  程度では  $\delta = 1 \sim 2$  で局所圧縮性の影響が最大になることから、最大値・最小値が現れるのは局所圧縮性の影響と考えられる。 $\delta/h_0 \rightarrow \infty$  となっても負荷容量が低下しないのは、無限幅であるために凹部がポケットとして作用し、ここに圧力が保持されるためである。一方、平行粗さでは、 $\delta/h_0$  が 1 を越えると負荷容量は急速に減少する。 $\delta/h_0 > 10$  では、粗さの波長を有限としているため、溝で分割されたいくつかの細長い有限幅スライダの特性に漸近するようになる。格子粗さでは平行粗さと同様に  $\delta/h_0$  の増加とともに、負荷容量は単調に減少するが、その割合は平行粗さより少ない。調和平均すきまによる計算結果は  $\delta/h_0$  に依らずほぼ一定で、二つの直交粗さの中間の値であり、波長を無限小にすれば、局所圧縮性の影響が消滅するため両者は一致するようになると思われる。算術平均すきまによる計算結果は有限波長の特性が現れる  $\delta/h_0$  が 10 程度以上を除けば平行粗さの結果にほぼ一致する。これは、無限小波長の平行粗さ、直交粗さにおいては、かなり大きな  $\delta/h_0$  の値まで平均すきま理論は適用できることを示している。格子状粗さの結果は算術平均、調和平均のいずれにも一致せず、これらの平均化の手法では特性を表すことができないことがわかる。

図 4.13，図 4.14 は、それぞれ平行粗さ、格子状粗さについて  $b/l < 0.15$  の範囲における波長と負荷容量の関係を示したものである。平行粗さの負荷容量は算術平均すきまによる結果と一致し、格子状粗さの場合にはそれより大きな値となり、いずれも波長の大きさに依らず一定である。このことから、 $b/l = 0.15$  程度においても平均化の効果が十分に進んでいることがわかる。直交粗さの負荷容量は、圧縮性の影響が小さい場合には調和平均すきまによる結果に近い値で、 $b/l < 0.1$  では  $b/l$  によって大きくは変化しない。一方、 $A$  が大きくなると  $b/l$  に依存するようになり、凹

凸内の局所圧縮性の影響が大きくなることわかる。

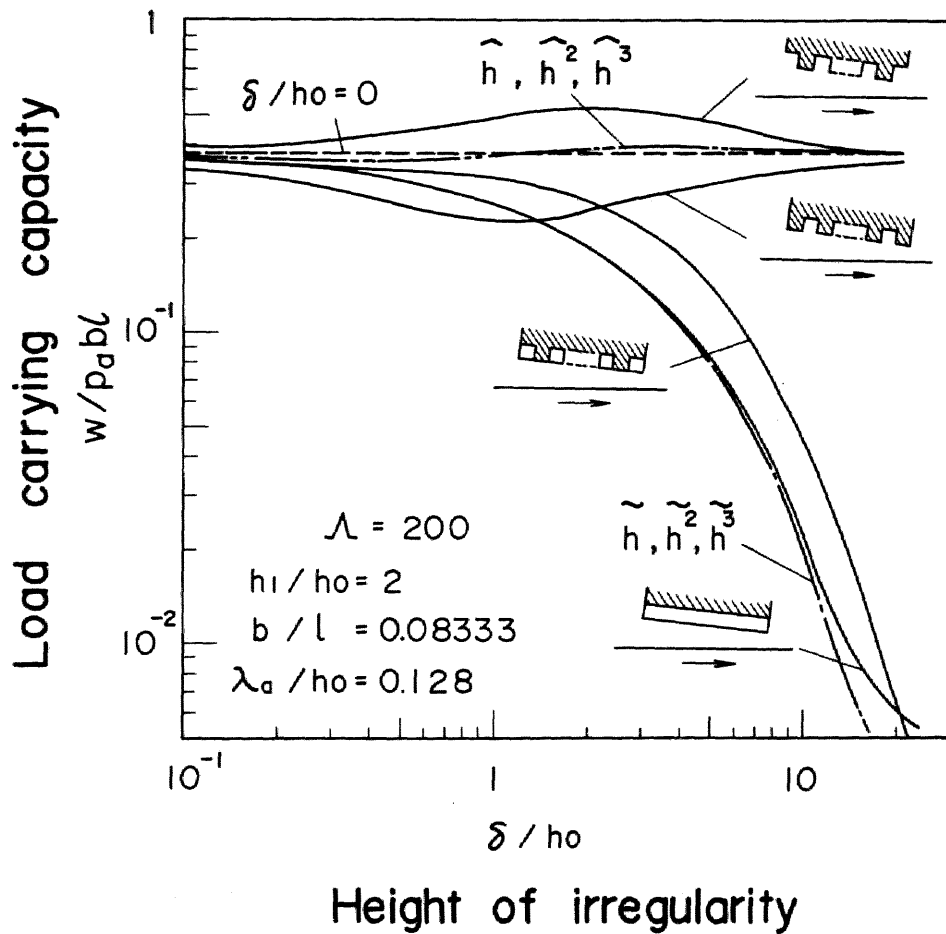


図 4.12 傾斜平面スライダにおける粗さの深さの影響

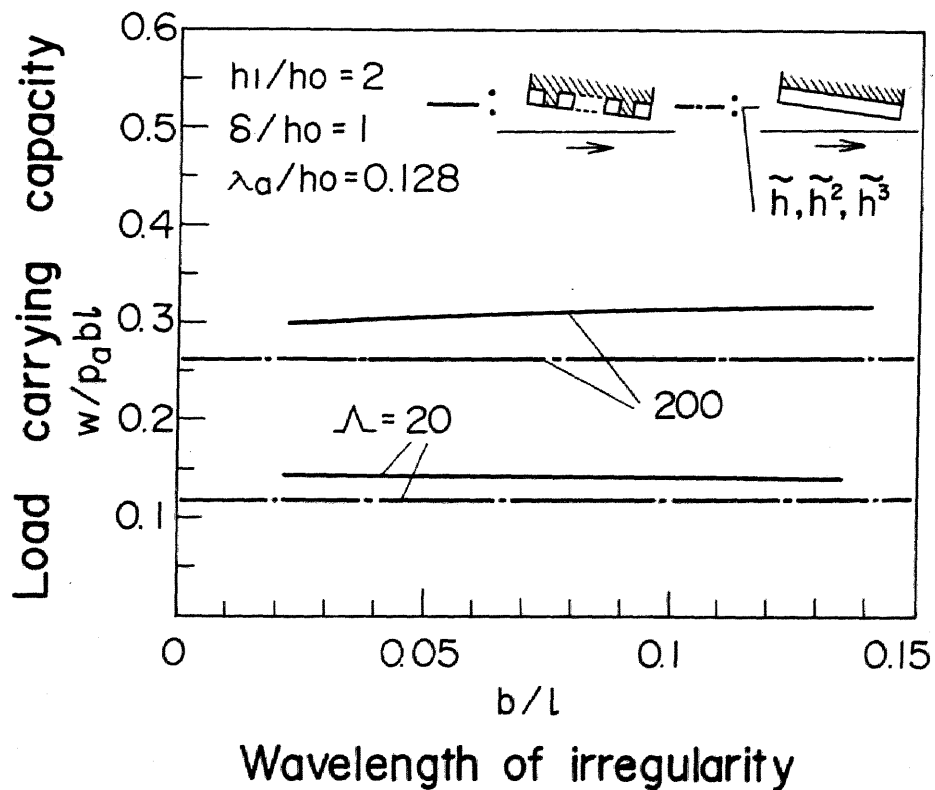


図 4.13 平行粗さおよび格子状粗さの波長の影響

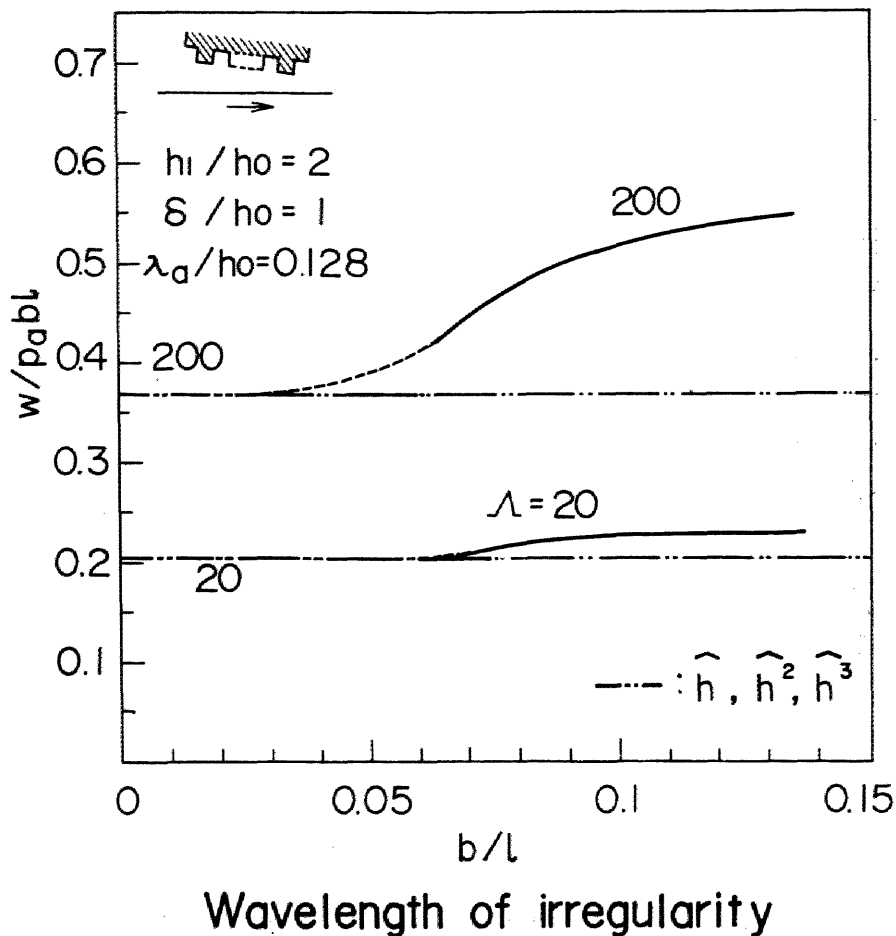


図 4.14 直交粗さの波長の影響

#### 4.3.4 円筒面スライダ

ここでは図 4.15 に示すような、まばらに分布したポイド状粗さをもつ無限幅の円筒面スライダについての計算結果を示す。焼結成形されたセラミックスにはこのようなポイドが存在する場合がある。図 4.16 はポイドの影響を誇張してみるために、ポイドの占有面積が全軸受面の 46 % にも及ぶ場合について、 $A$  をパラメータにしてポイド深さと負荷容量との関係を求めた結果である。 $A$  が小さい場合 ( $A < 40$ ) には  $\delta/h_0$  の増加とともに負荷容量は減少するが、 $A = 80, 160$  では負荷容量の減少量は僅かになる。この理由としては、圧縮性の影響の増加とともに、圧力発生効率が最大となるステップのすきま比は増大するため、すきまの大きいポイド内部も圧力発生に寄与するようになることが考えられる。 $A = 320$  では負荷容量は  $\delta/h_0 = 1$  近傍で最小となり、さらにポイドが深くなると負荷容量が回復するようになる。 $\delta/h_0 = 1$  近傍で最小値をとるのは図 4.6, 図 4.7 に示した局所圧縮性の効果であり、ポイドで



は局所圧縮性は逆ステップ軸受としての効果となって現れるため、負荷容量を減少させるように作用する。 $A$ の増加とともに最小値は $\delta/h_0$ の大きい方に移動し、次第に $A \rightarrow \infty$ の値に近づく。いずれの $A$ 値の場合にも、 $\delta/h_0 > 10$ では負荷容量はほぼ一定となり、ボイドが圧力を保持するためのポケットとしての役割をもつようになることがわかる。したがって、このような効果を考慮できない算術平均すきまによる結果（図4.16中の鎖線）とは大きな差を生ずる。ボイドの中央を通るスライダ長方向の圧力分布を、圧縮性の影響が小さい場合（ $A=2$ ）と大きい場合（ $A=320$ ）とについて、それぞれ図4.17(a), (b)に示す。 $A=2$ では $\delta/h_0$ の増加とともに圧力は減少するが、一方 $A=320$ では $\delta/h_0=1$ で圧力変動が著しく増大し、また $\delta/h_0=100$ のようにボイドが深くなっても圧力はそれほど低下しないことがわかる。

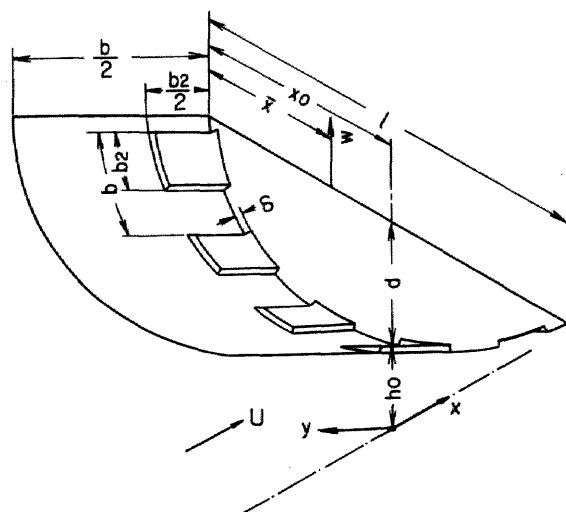


図 4.15 ボイドをもつ円筒面スライダ

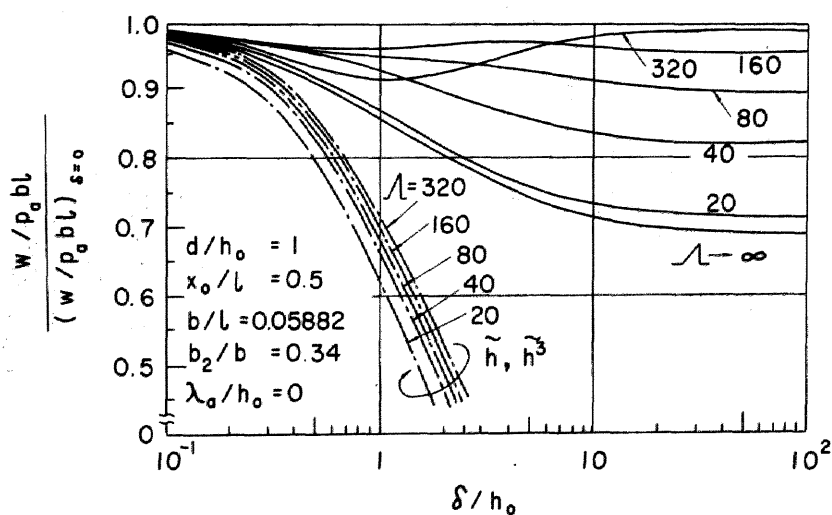
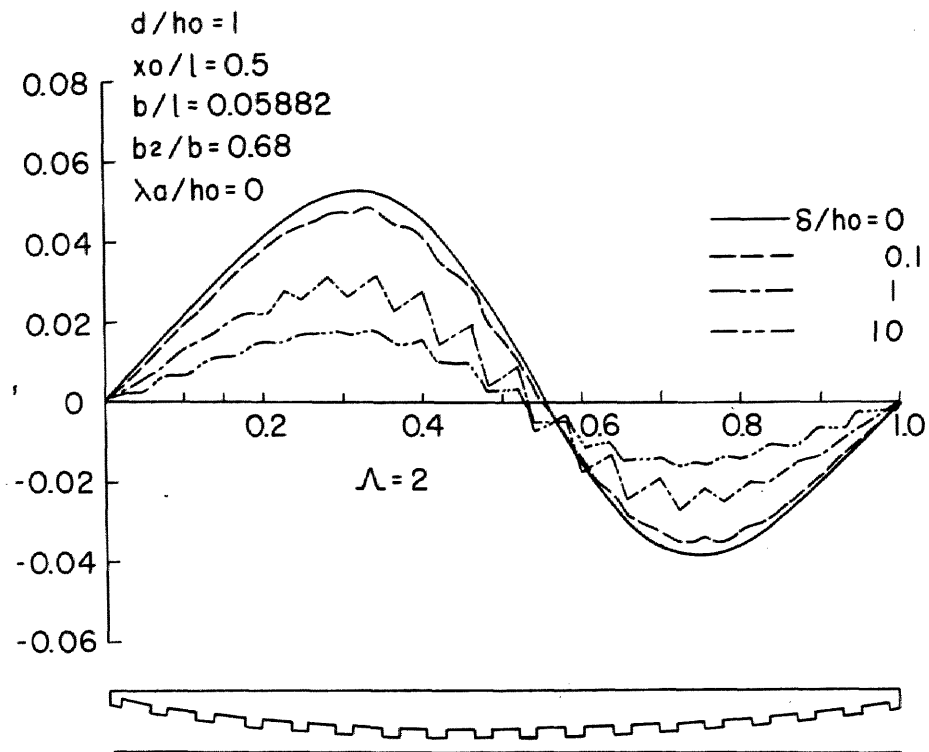
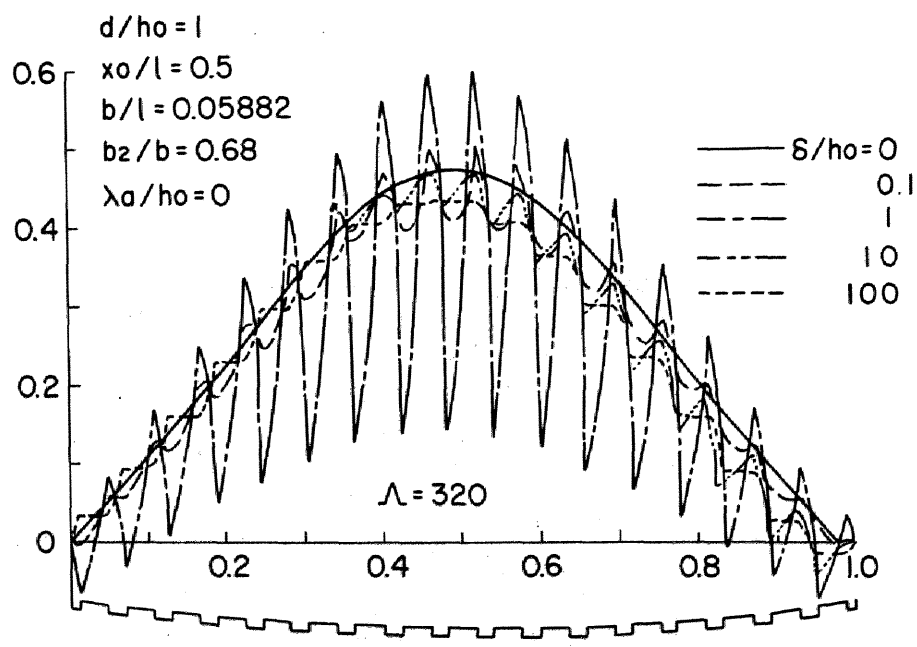


図 4.16 円筒面スライダにおけるボイドの深さの影響



(a)  $\Lambda = 2$



(b)  $\Lambda = 320$

図 4.17 ボイドをもつ円筒面スライダの圧力分布

#### 4.4 電気コンダクタンス網によるアナロジー

##### 4.4.1 レイノルズ方程式と静電場方程式との対応

非圧縮性流体のレイノルズ方程式はポアソン方程式であり，わき出しを伴う静電場方程式と対応させることが可能である<sup>(55)</sup>。ここでは圧力と電場の強さ，流量と電流，流路コンダクタンスと電気コンダクタンスとを対応させることにより面粗さのあるすきま形状を電気コンダクタンス網で置き換え，微小領域内のコンダクタンスの平均値から平均すきまを求める方法を述べる。

電場の強さを  $E$ ，導電率を  $\sigma$  とすれば， $x$  方向の電流密度  $i_x$  は次式で与えられる。

$$i_x = \sigma \frac{\partial E}{\partial x} \quad (4.16)$$

図 4.18 に示す面積  $\Delta x \Delta y$  の静電場を考え，この面積内のわき出しを  $I_z$  とすれば，電流の連続性から次式が成り立つ。

$$I_{xi} - I_{xo} + I_{yi} - I_{yo} - I_z = 0 \quad (4.17)$$

ここで

$$I_{xi} = i_x \Delta y, \quad I_{xo} = \left\{ i_x + \frac{\partial i_x}{\partial x} \Delta x \right\} \Delta y, \quad I_z = i_z \Delta x \Delta y$$

などの関係式を式 (4.17) に代入し，式 (4.16) を用いれば

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \sigma \frac{\partial E}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \sigma \frac{\partial E}{\partial y} \right) = i_z \quad (4.18)$$

となる。わき出し密度  $i_z$  は  $\sigma^{\frac{1}{3}}$  の  $x$  方向の勾配に比例するものとし，比例定数を  $6\mu U$  とすると，

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \sigma \frac{\partial E}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \sigma \frac{\partial E}{\partial y} \right) = 6\mu U \frac{\partial \sigma^{\frac{1}{3}}}{\partial x} \quad (4.18)'$$

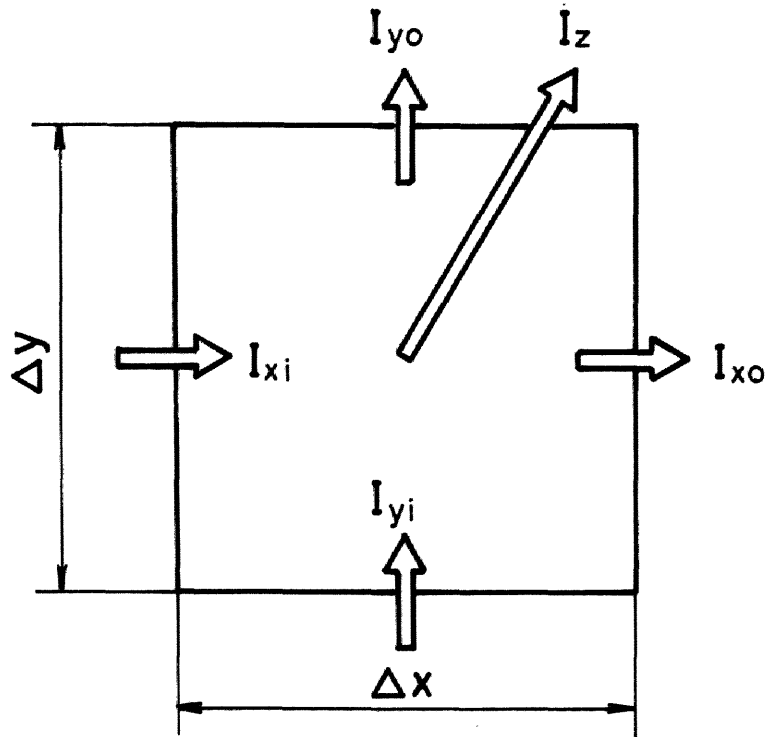


図 4.18 参照面における電流の連続条件

となる。式 (4.18)' を非圧縮性流体のレイノルズ方程式

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 6 \mu U \frac{\partial h}{\partial x} \quad (4.19)$$

と比較すれば、 $h^3$  と  $\sigma$ 、 $h$  と  $\sigma^{\frac{1}{3}}$  の対応が可能ながわかる。

#### 4.4.2 平行粗さ

図 4.19 に示す微小領域  $\Delta x \Delta y$  を面粗さに比して十分に小さい幅  $dy$  の微小帯に分割する。この微小帯の内部ではすきまは  $y$  方向には一定とみなすことができる。 $x$  方向のすきまは、 $\Delta x$  内では直線的に変わるものとし、微小帯  $\Delta x dy$  内のすきまを帯の中央のすきまで代表させる。面粗さの波長が十分に小さければ、面粗さを横切る方向の流れは無視できるから、図 4.19 (b) は図 4.19 (c) の並列コンダクタンスで置き換えることができる。ここで、コンダクタンス  $g_i$  は長さに反比例、幅に比例するから、 $g_i = \sigma_i dy / \Delta x$  となる。コンダクタンスが並列接続されたときの全体のコンダクタンスは算術和で与えられるから、微小領域  $\Delta x \Delta y$  内のコンダクタンス  $g$  は

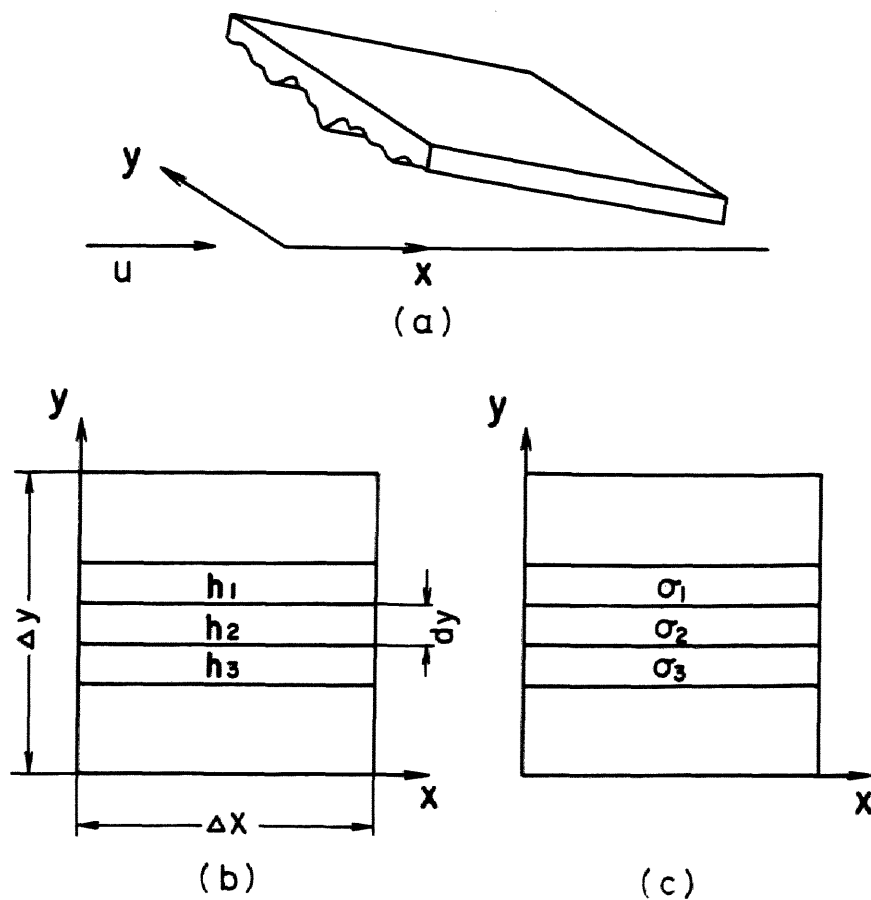


図 4.19 走行方向に平行な面粗さ

$$g = \sum_{j=1}^N g_j = \frac{dy}{\Delta x} \sum_{j=1}^N \sigma_j = \frac{\Delta y}{\Delta x} \frac{\sum_{j=1}^N \sigma_j}{N} \quad (4.20)$$

したがって、 $\Delta x \Delta y$  内の平均的な導電率 $\tilde{\sigma}$ は

$$\tilde{\sigma} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sigma_j \quad (4.21)$$

となる。微小帯内のわき出し $I_{zj}$ は、 $x$ 方向のすきまの変化 $dh/dx = d\sigma^{\frac{1}{3}}/dx$ を一  
定としているから

$$I_{zj} = dy \int_0^{\Delta x} i_z dx = 6 \mu U dy \frac{d\sigma^{\frac{1}{3}}}{dx} \Delta x \quad (4.22)$$

で与えられる。したがって、 $\Delta x \Delta y$ 内のわき出し $I_z$ は

$$\begin{aligned}
 I_z &= 6 \mu U \Delta x \sum_j \frac{d\sigma_j^{\frac{1}{3}}}{dx} dy \\
 &= 6 \mu U \Delta x \Delta y \frac{1}{N} \sum_j \frac{d\sigma_j^{\frac{1}{3}}}{dx}
 \end{aligned} \tag{4.23}$$

となる。これより、 $\Delta x \Delta y$  内の平均的なわき出し密度  $\widetilde{\sigma}^{\frac{1}{3}}$  は

$$\widetilde{\sigma}^{\frac{1}{3}} = \frac{1}{N} \sum_j \sigma_j^{\frac{1}{3}} \tag{4.24}$$

となる。式 (4.21), (4.24) は  $N \rightarrow \infty$  とすれば積分平均を意味するから、コンダクタンスをすきまで置き換えれば、圧力流れ、剪断流れについての平均すきま  $\widetilde{h}^3, \widetilde{h}$  は

$$\widetilde{h}^3 = \frac{1}{\Delta y} \int h^3 dy, \quad \widetilde{h} = \frac{1}{\Delta y} \int h dy \tag{4.25}$$

となる。

#### 4.4.3 直交粗さ

図 4.20 に示すように、微小領域  $\Delta x \Delta y$  を  $y$  方向に沿って面粗さの波長に比して十分小さい微小幅の帯に分割すれば、各帯の内部ではすきまは一定とみなすことができる。ここでは、簡単のため微小帯の数として  $N=2$  の場合を考える。図 4.20 (b) は図 4.20 (c) の直列コンダクタンスで置き換えることができる。コンダクタンス  $g_1$ ,  $g_2$  が直列接続されたときの全体のコンダクタンス  $g$  は次の調和的な和で与えられる。

$$\frac{1}{g} = \frac{1}{g_1} + \frac{1}{g_2} \tag{4.26}$$

したがって、 $\Delta x \Delta y$  内の平均的な導電率  $\widetilde{\sigma}$  は

$$\hat{\sigma} = \frac{N}{\sum_j \frac{1}{\sigma_j}} \quad (4.27)$$

となる。一方、微小帯内では  $dh/dx = 0$  であるため、分布わき出しは存在しないが、隣接する微小帯とはステップ状に接続されるため、ステップ部に集中わき出しが存在することになる。この大きさは側流がないことから、ABを通る電流  $I_{AB}$  とBCを通る電流  $I_{BC}$  の連続条件から求められる。すなわち、

$$I_{AB} = \left\{ \sigma_1 \frac{E_B - E_A}{dx} + 6\mu U \sigma_1^{\frac{1}{3}} dx \right\} \Delta Y \quad (4.28)$$

$$I_{BC} = \left\{ \sigma_2 \frac{E_C - E_B}{dx} + 6\mu U \sigma_2^{\frac{1}{3}} dx \right\} \Delta Y \quad (4.29)$$

$N=2$  の場合には、 $E_A$  と  $E_C$  とは境界の電位に対応するため、 $E_A = E_C$  として

$(E_B - E_A)/dx$  を消去し、 $I_{AB} = I_{BC} = I_{AC}$  とおけば

$$I_{AC} = 6\mu U dx \frac{\frac{1}{\sigma_1^{\frac{2}{3}}} + \frac{1}{\sigma_2^{\frac{2}{3}}}}{\frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_2}} \Delta Y \quad (4.30)$$

となる。したがって、AC間の等価的なわき出し密度を  $\hat{\sigma}^{\frac{1}{3}}$  とおけば

$$\hat{\sigma}^{\frac{1}{3}} = \frac{\frac{1}{\sigma_1^{\frac{2}{3}}} + \frac{1}{\sigma_2^{\frac{2}{3}}}}{\frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_2}} \quad (4.31)$$

となる。

式(4.27)、(4.31)を  $N \rightarrow \infty$  まで拡張し、コンダクタンスをすきまで置き換えれば、圧力流れ、剪断流れについての平均すきま  $\hat{h}^3, \hat{h}$  は次式で与えられることがわかる。

$$\hat{h}^3 = \frac{\Delta x}{\int_0^{\Delta x} h^{-3} dx}, \quad \hat{h} = \frac{\int_0^{\Delta x} h^{-2} dx}{\int_0^{\Delta x} h^{-3} dx} \quad (4.32)$$

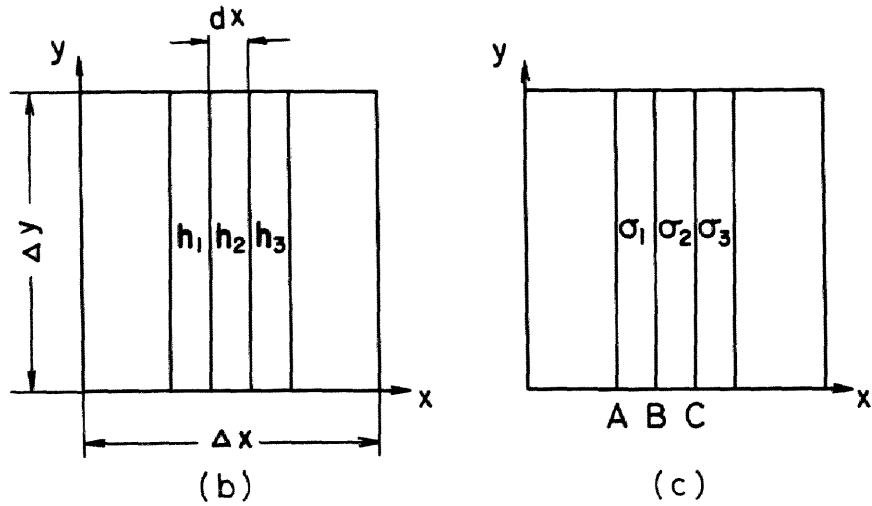
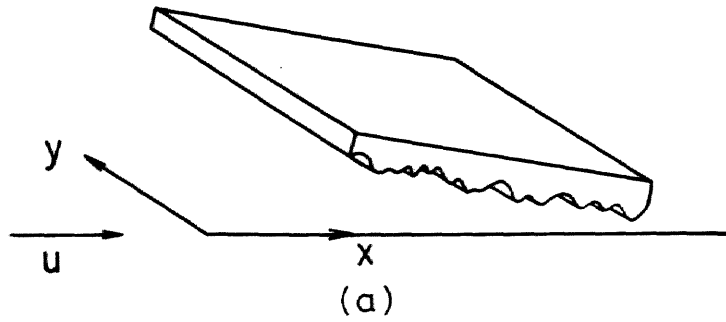


図 4.20 走行方向と直角な面粗さ

#### 4.4.4 格子状二次元粗さ

ここでは二次元粗さの例として、図 4.2 の 6 に示す格子状粗さを考える。粗さの波長が十分小さく、それぞれの凸部、凹部の内部ではすきまは一定とみなすことができるものとする。格子状粗さに対応する等価回路としては、図 4.21 (a) に示す網目状のコンダクタンス網を考えることができる。凸部内に存在する一つのコンダクタンスの大きさを  $g_1$ 、凹部内のそれを  $g_2$  とし、凸部と凹部との境界に沿う方向のコンダクタンス  $\tilde{g}$  は走行方向に沿う面粗さの場合に対応するため、 $g_1$  と  $g_2$  との算術平均値  $\tilde{g} = (g_1 + g_2) / 2$  とする。 $m$ 、 $n$  線上は等ポテンシャルと考えることができ、また、 $k$  線と  $l$  線とは同一条件となるため、 $k$  と  $l$  とを一致させれば、 $m$ 、 $n$  で囲まれた領域の等価回路は図 4.21 (b) のように置き換えることができる。この回路全体のコンダクタンス  $g$  を計算すると、

$$g = \frac{3}{4} (g_1 + g_2) + \frac{1}{\frac{1}{g_1} + \frac{1}{g_2}} = \frac{1}{2} (3\tilde{g} + \hat{g}) \quad (4.33)$$

となる。ここで、 $\tilde{g}$ 、 $\hat{g}$  はそれぞれ、 $g_1$  と  $g_2$  と算術平均、調和平均



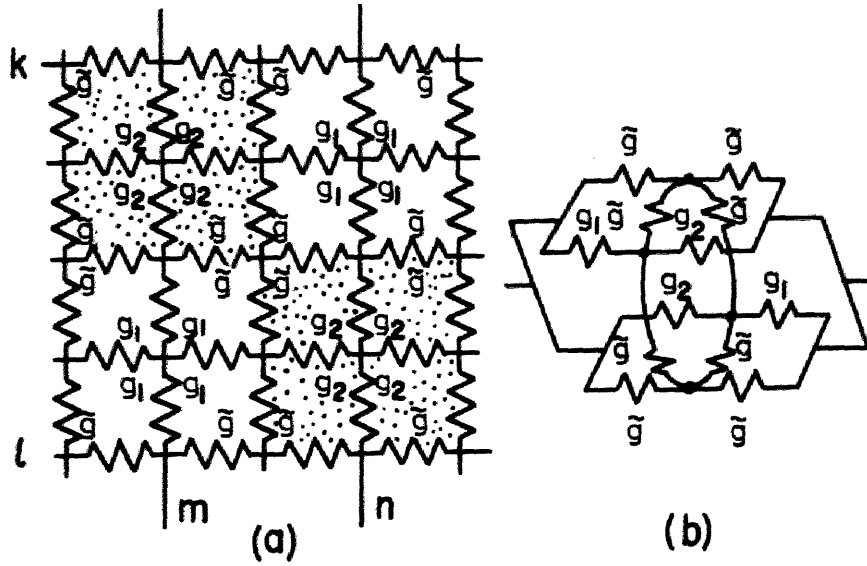


図 4.21 均一に分布した格子状二次元粗さ

$$\tilde{g} = \frac{g_1 + g_2}{2}, \quad \hat{g} = \frac{2}{\frac{1}{g_1} + \frac{1}{g_2}} \quad (4.34)$$

である。一方この領域の平均的なコンダクタンスを  $\bar{g}$  とし、 $\bar{g} = g_1 = g_2$  とおけば、式 (4.33) は  $g = 2\bar{g}$  となるから、次式を得る。

$$\bar{g} = \frac{1}{4} (3\tilde{g} + \hat{g}) \quad (4.35)$$

コンダクタンスをすきまで置き換えれば、圧力流れの等価平均すきま  $\bar{h}^3$  は、

$$\bar{h}^3 = \frac{1}{4} (3\tilde{h}^3 + \hat{h}^3) \quad (4.36)$$

となる。これは、格子状粗さについての平均すきまは算術平均すきまと調和平均すきまとを 3 : 1 の割合で混合した形で与えられることを意味している。圧力流れと剪断流れとで流れの基本的な特性が変わることはないため、剪断流れについても圧力流れと同じ混合比が適用できるものと考えられる。この場合には、剪断流れの等価平均すきま  $\bar{h}$  は

$$\bar{h} = \frac{1}{4} (3\tilde{h} + \hat{h}) \quad (4.37)$$

で与えられる。

式(4.36), (4.37)の妥当性を確認するため, 格子状粗さをもつ傾斜平面スライダについて, 混合平均すきま $\bar{h}^3$ ,  $\bar{h}$ を用いた計算結果と粗さのあるすきま形状をそのまま用いて計算した厳密解とを比較した。計算は分子平均自由行程の影響を考慮した圧縮性潤滑膜について行い, この場合に圧力流れ項中に現れるすきまの2乗項 $h^2$ にも式(4.36), (4.37)の混合比を拡張して適用し, 平均すきまとしては

$$\overline{h^2} = \frac{1}{4} (3 \widetilde{h^2} + \widehat{h^2}) \quad (4.38)$$

を用いた。図4.22に, 圧縮性定数 $\lambda$ をパラメータとして, 粗さの深さを変えて比較した結果を示す。○印で示す混合平均すきまを用いた計算結果と実線で示す厳密解とは,  $\lambda = 200$ の高圧縮性領域で僅かの差が生ずる程度で, 他については $\delta/h_0 = 10$ のように粗さが大きい場合にまで, よく一致していることがわかる。混合比の導入方法からもわかるように, 混合比は面粗さのパターンによって変わり得るものであるが, 図4.22の結果は, 二次元粗さについては混合平均すきまを用いる方法が有望であることを示唆している。図4.23に, 平行粗さでは算術平均すきま, 直交粗さでは調和平均すきま, 格子状粗さでは混合平均すきまを用いて計算した結果(それぞれ⊖印, ⊕印, ○印で示す)と, それぞれの厳密解(実線で示す)とを比較して示す。いずれの場合も両者がよく一致していることがわかる。

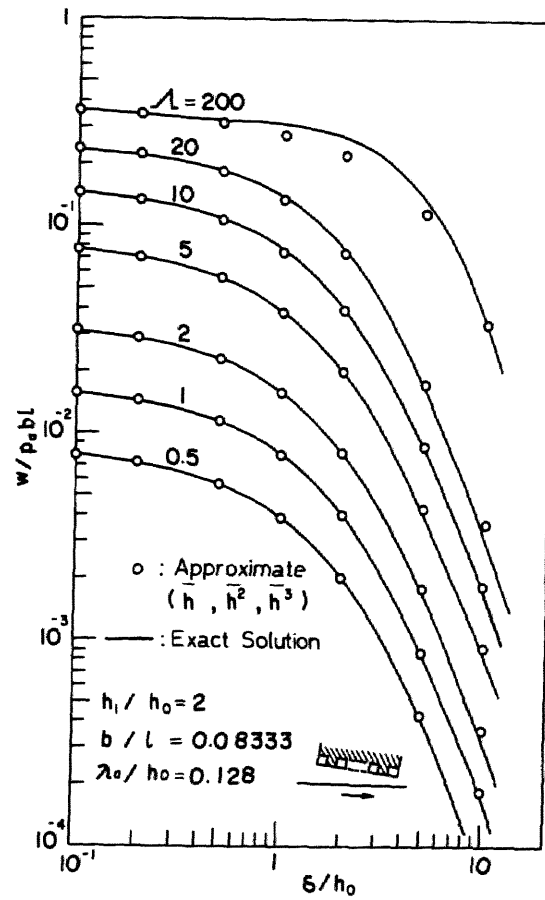


図 4.22 格子状粗さにおける混合平均すきまによる計算結果と厳密解との比較

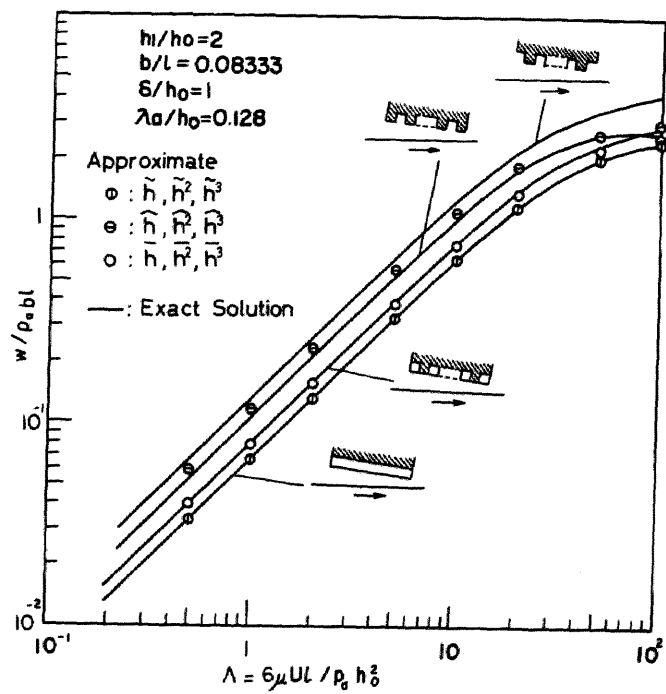


図 4.23 平均すきまによる計算結果と厳密解との比較

#### 4.5 規則的に分布した面粗さをもつスライダによる実験結果

一次元の平均すきま理論の妥当性は数学的には証明されているが、実験的に検証した研究はこれまでに報告されていない。ここでは磁気ディスク装置に用いられている浮動ヘッドスライダを用い、その浮上面にイオンエッチングにより矩形波状の規則的に分布した平行粗さあるいは直交粗さを形成して実験を行い、平均すきま理論を用いた計算結果と比較した結果について述べる。

##### 4.5.1 供試スライダ

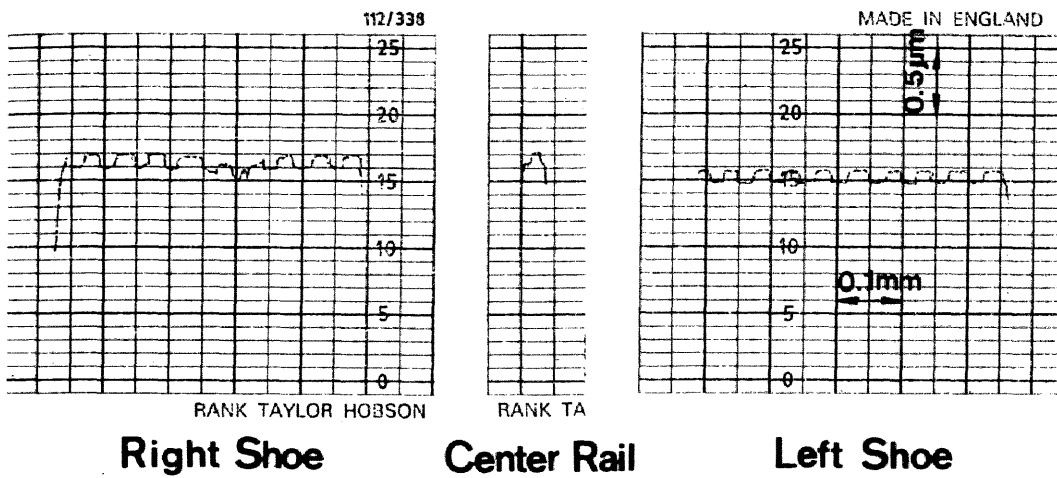
汎用されている浮動ヘッドスライダは第3章の図3.9に示したように、スライダ長  $l = 5.6 \text{ mm}$ 、スライダ幅  $b = 0.5 \text{ mm}$  の極めて細長い浮上面をもっている。面粗さの平均化の効果が十分に発揮されるためには、スライダ幅当り少なくとも10本程度の溝が必要である。このような微細な粗さパターンを機械加工で形成するのは不可能に近いので、ここではフォトリソグラフィ技術に基づくイオンエッチング法を用いた<sup>(56), (57)</sup>。図4.24、図4.25に実験に用いたスライダの表面形状と写真を示す。

図4.24は平行粗さで溝深さ  $0.1 \mu\text{m}$ 、図4.25は直交粗さで溝深さ  $0.33 \mu\text{m}$  で、いずれも溝のピッチは  $50 \mu\text{m}$  である。溝が深い直交粗さでは谷部で面が粗れてはいるが、ほぼ均一な深さの規則的な粗さパターンが形成されていることがわかる。表4.1にそれぞれのスライダの寸法を示す。

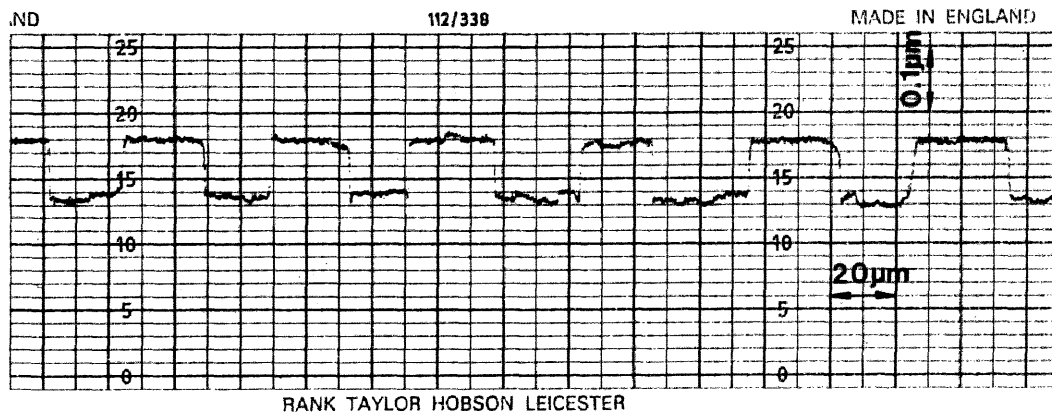
表 4.1 供試スライダの諸元

粗さの種類	スライダ形状		テーパ形状		クラウン	溝形状		支持点 の位置 $\bar{x}$	押圧力 $2w \text{ mN}$
	長さ	幅	長さ	高さ	高さ	深さ	波長		
	$l \text{ mm}$	$b \text{ mm}$	$l_t \text{ mm}$	$h_t \text{ mm}$	$\epsilon \text{ } \mu\text{m}$	$\delta \text{ } \mu\text{m}$	$\tau \text{ } \mu\text{m}$		
平行粗さ	5.52	0.493	0.950	8.5	-0.04	0.1	50	0.557	8.9
	5.52	0.488	0.975	8.0	-0.05				
直交粗さ	5.52	0.476	1.020	10.5	-0.05	0.33	50	0.552	7.8
	5.52	0.473	1.020	10.5	-0.06				

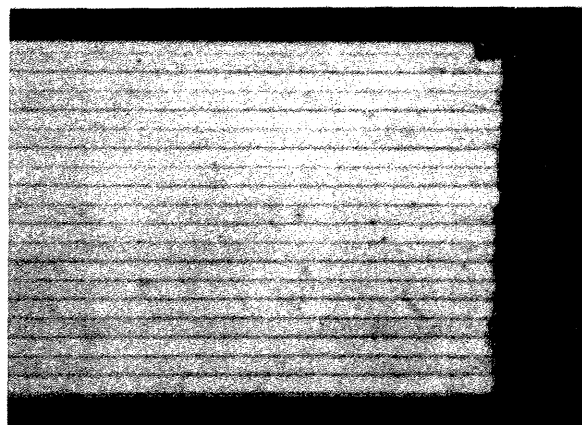
上側：右側のシュール、下側：左側のシュールの値を示す



(a) 浮上面形状

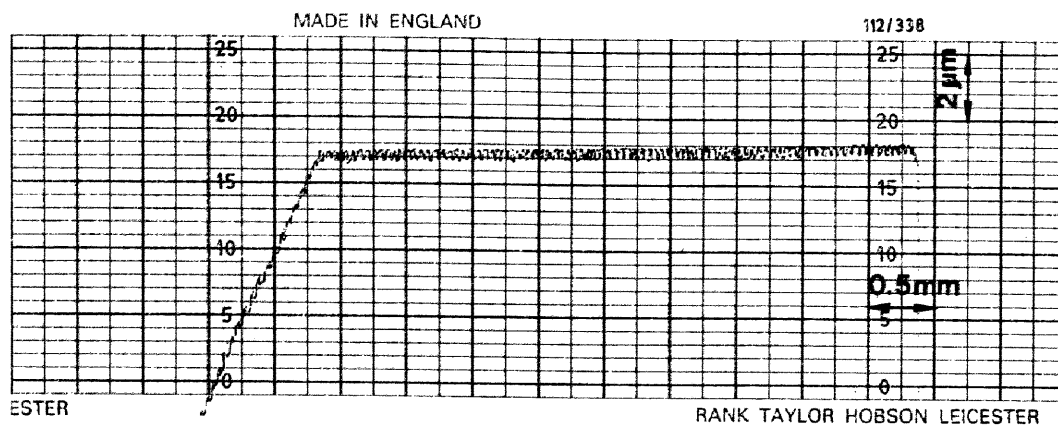


(b) 粗さ形状 (Left Shoe)

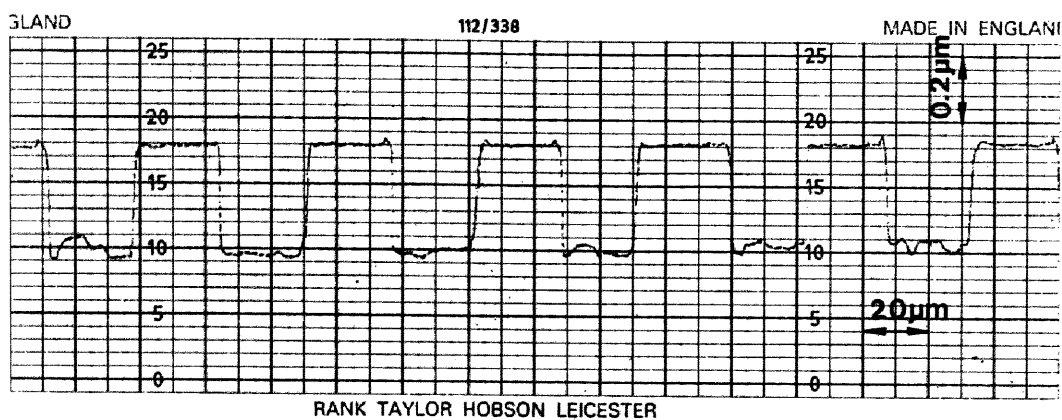


(c) 浮上面写真

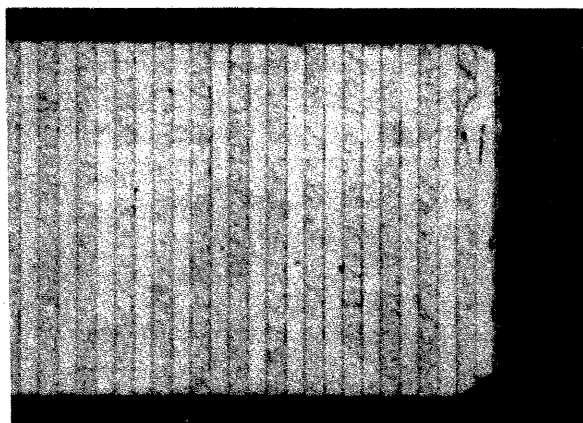
図 4.24 平行粗さの形状



(a) 浮上面形状



(b) 粗さ形状 (Left Shoe)



(c) 浮上面写真

図 4.25 直交粗さの形状

#### 4.5.2 実験方法

図 3.7 と同じ実験装置を用いた。走行面には外径 200 mm, 10 mm で表面を高精度に研磨仕上げ（面粗さ < 0.003  $\mu\text{m}$  CLA）したバイレックス強化ガラスを用いた。ガラスディスクを取付けたスピンドルは面振れ・振動の影響を除くため、ジャーナル、スラストとも静圧気体軸受で支持し、直流モータでベルト駆動した。スライダとディスクは密閉チャンバーで覆い、チャンバー内空気を常時循環して除塵するとともに、装置全体をクリーンルーム内に設置し、清浄環境下で実験を行った。スライダの浮上すきまは白色干渉法を用いてランド部の色調より測定した。

#### 4.5.3 実験結果と計算結果との比較

実験はサブミクロンのすきま領域であるため、圧縮性の影響を大きく受け、しかも分子平均自由行程  $\lambda$  に起因するスリップ流れの領域にある。したがって実験結果は次のスリップ流れを考慮した等温変化 ( $\rho \propto p$ ) の圧縮性レイノルズ方程式に支配される。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[ p (h^3 + 6\lambda h^2) \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ p (h^3 + 6\lambda h^2) \frac{\partial p}{\partial y} \right] \\ &= 6\mu U \frac{\partial}{\partial x} (ph) \end{aligned} \quad (4.39)$$

有限幅軸受の場合には、粗さが一次元でも走行方向と幅方向の流れに対応して、粗さに沿う流れと粗さに直交する流れとが形成されるため、 $x$  方向と  $y$  方向とで平均化の手法が逆になる。分子平均自由行程  $\lambda$  の影響を考慮した調和平均については、式 (4.14), (4.15) の近似を適用すれば、

平行粗さについては

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[ p (\widetilde{h^3} + 6\lambda \widetilde{h^2}) \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ p (\widehat{h^3} + 6\lambda \widehat{h^2}) \frac{\partial p}{\partial y} \right] \\ &= 6\mu U \frac{\partial p \widetilde{h}}{\partial x} \end{aligned} \quad (4.40)$$

直行粗さについては

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[ p \left( \hat{h}^3 + 6 \lambda \hat{h}^2 \right) \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ p \left( \tilde{h}^3 + 6 \lambda \tilde{h}^2 \right) \frac{\partial p}{\partial y} \right] \\ & = 6 \mu U \frac{\partial p \hat{h}}{\partial x} \end{aligned} \quad (4.41)$$

となる。図 4.26，図 4.27 に実験したスライダの諸元について，式 (4.40)，

(4.41) を用いて計算した結果を実線で，また粗さがない場合の計算結果を点線で示す。 $h_0$  は流出端におけるすきま， $h_1'$  はテーパ部とランド部との境界点におけるすきまである。

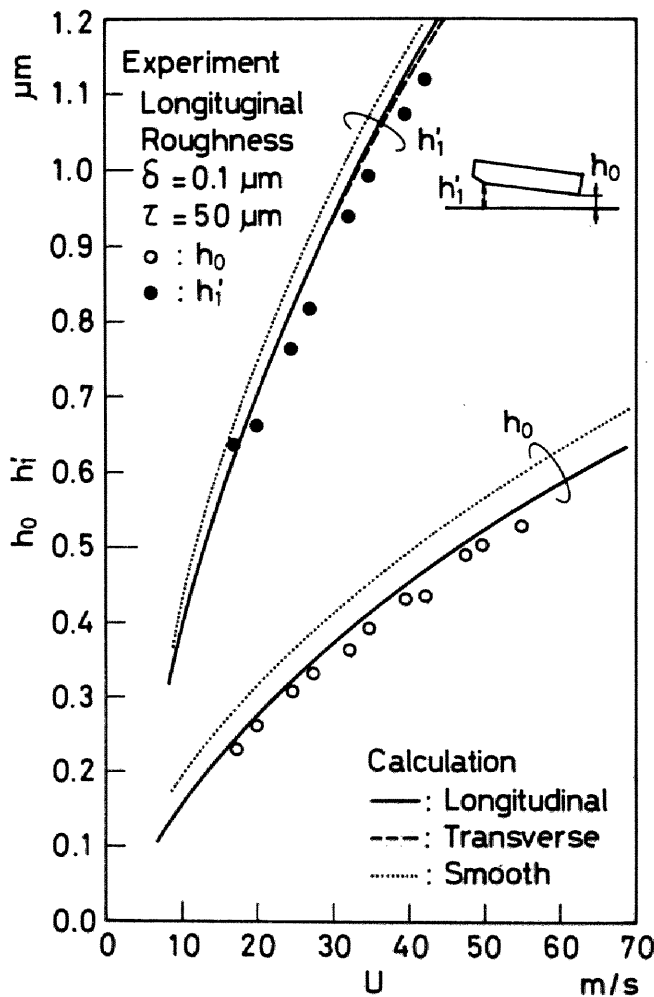


図 4.26 平行粗さをもつテーパフラット  
スライダの実験結果

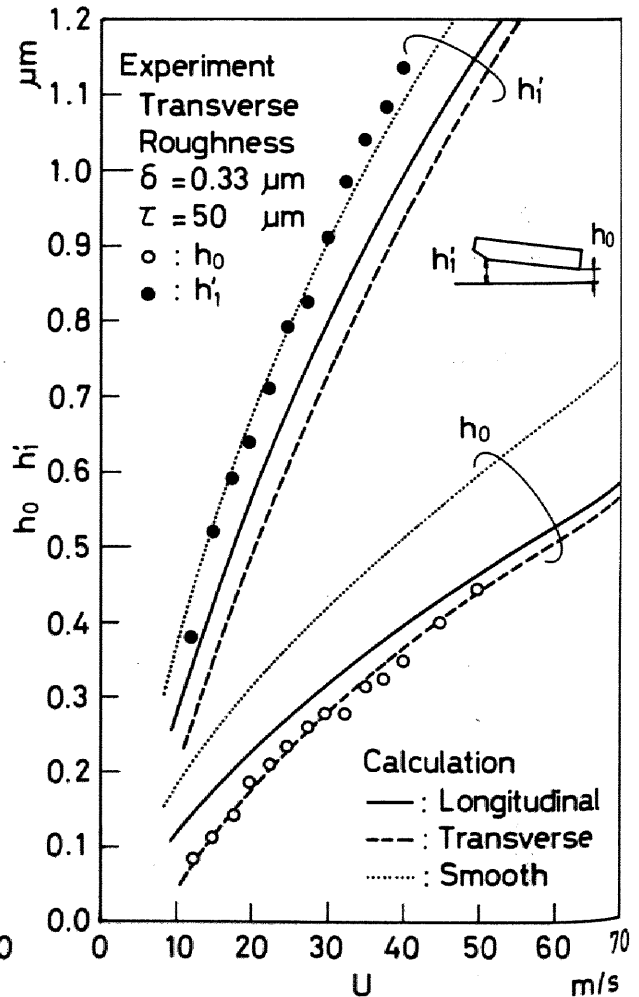


図 4.27 直交粗さをもつテーパフラット  
スライダの実験結果



図 4.26 中に平行粗さをもつスライダによる実験結果を○印で示す。平滑スライダと粗さをもつスライダとの計算結果には  $0.05 \mu\text{m}$  程度の差があり、実験結果は粗さをもつスライダの計算結果とよい一致を示す。しかし溝深さが  $0.1 \mu\text{m}$  で実験範囲は無次元面粗さで最大  $0.25$  と小さく、算術平均と調和平均とで計算結果に明確な差がないため、粗さの方向性による差は本実験では確認できない。図 4.27 中に直交粗さをもつスライダによる実験結果を○印で示す。この場合には溝が  $0.33 \mu\text{m}$  と深いため、算術平均と調和平均とで計算結果に明確な差が現れる。計算結果は  $h_0$ ,  $h'$  ともに直交粗さの方が平行粗さよりも小さい。これはスライダ長に対する幅比が  $0.1$  と小さく、側流が支配的となるため、幅方向に流路抵抗の小さい直交粗さの方が負荷容量が小さくなるためと考えられる。 $h_0$  についての実験結果は、直交粗さとした計算結果とよい一致を示している。一方、 $h'$  の実験結果は計算結果よりも大きくなっている。これは  $h'$  がスライダとジンバルばねとの取付誤差などに影響され易いため、 $h'$  にこの程度の誤差があっても、 $h_0$  への影響は無視できる程度に小さい。有限幅スライダについての実験では、粗さに平行する方向には算術平均、粗さに直交する方向には調和平均を用いることを合わせて確認することになるので、本実験結果によれば一次元粗さについての平均すきま理論が成立するものと判断される。

#### 4.6 結 論

本章によって得られた結果を要約すると以下ようになる。

- (1) 粗さの波長が有限の直交粗さでは、高圧縮性の条件下では、粗さに対応した局所圧縮性による正圧発生効果が現れ、連続するステップ軸受のような特性を示す。このため平行スライダにおいてもかなり大きな負荷容量が生ずる。この効果は粗さの深さがすきまと同程度のとき最も顕著である。
- (2) 無限幅傾斜平面スライダの負荷容量に及ぼす粗さの影響は平行粗さと直交粗さとで大きな差がある。無限幅の直交粗さでは側流がないため、粗さの深さの影響は少ないが、平行粗さでは粗さが深くなるとともに負荷容量は急激に減少する。直交粗さは調和平均すきま、平行粗さは算術平均すきまを用いた計算結果とよい一致を示すが、格子状の二次元粗さは両者の中間的な特性を示す。
- (3) 粗さの波長の影響は平行粗さ、格子状二次元粗さより直交粗さの方が大きく現れる。

- (4) まばらに分布したボイド状の粗さではボイドが圧力ためとして作用するため、粗さの影響は小さい。
- (5) 電氣的アナロジイを用いて、格子状二次元粗さの場合の等価すきまとして、算術平均と調和平均とを混合した混合平均すきまを導入し、これを用いた計算結果と厳密解とを比較して両者がよい一致を示すことを確認した。
- (6) 平行粗さあるいは直交粗さをもつテーパラットスライダを用いた実験により一次元平均すきま理論の妥当性を実証した。

## 第5章 二次元に分布した粗さをもつスライダ軸受<sup>(58)</sup>

### 5.1 緒 言

面粗さのあるすきま形状をそのまま直接レイノルズ方程式に代入して数値計算を行うことは実際には不可能であり、これまでに平均すきまを用いる方法と平均流量を用いる方法とが提案されている。平均すきまを用いる方法は、主として平行に並んだ細い溝状の面粗さ（一次元粗さ）を対象として研究が進められてきた。以下、一次元粗さが走行方向に沿う場合を平行粗さ、走行方向に直交する場合を直交粗さ、走行方向に斜交する場合を斜交粗さと呼ぶことにする。平均すきまはMichellが平行粗さについて用いたのが最初である<sup>(5)</sup>。Hirsはスパイラルグループ軸受の特性を解析するために、流量の連続条件を用いて平均すきまで表したレイノルズ方程式を導入した<sup>(6)</sup>が、スパイラルグループは斜交粗さとみることが出来る。Christensenは直観的に期待値で表したレイノルズ方程式を導入し<sup>(8),(9)</sup>、また、Elrodは斜交粗さについて座標スケールを擾動する方法により数学的に平均すきまで表したレイノルズ方程式を導入した<sup>(10),(11)</sup>。Elrodの導入した式はHirsの導入した式と一致し、また平行および直交粗さについてはChristensenの導入した式とも一致するため、一次元粗さについては平均すきま理論の妥当性が数学的に証明されたといえる。この平均すきま理論は、圧力流れ項中のすきまの3乗 $H^3$ 、および剪断流れ項中のすきま $H$ に、平行粗さでは算術平均すきま $\tilde{H}^3$ 、 $\tilde{H}$ を、直交粗さでは調和平均すきま $\hat{H}^3 (= 1/\tilde{H}^{-3})$ 、 $\hat{H} (= \tilde{H}^{-2}/\tilde{H}^{-3})$ を代入するものである。ここでは $\sim$ は粗さに直交する方向の積分平均を意味する。 $\hat{H}$ は厳密には調和平均ではないが、ここでは $\hat{H}^3$ 、 $\hat{H}$ を一括して調和平均すきまと呼ぶことにする。

二次元粗さについてはChristensenは表5.1に示す算術平均すきま $\tilde{H}^3$ 、 $\tilde{H}$ を用いることを提案し<sup>(8),(9)</sup>、Tonderはこの数学的証明を試みている<sup>(12)</sup>。しかし潤滑領域をポテンシャル場とみた場合には矛盾が生じることが指摘されている<sup>(13)</sup>。また、調和平均と算術平均とを交互に行って面積平均を求める方法も提案されている<sup>(14),(15)</sup>。一方、平均流量を用いる方法<sup>(16),(17)</sup>は二次元粗さに適用できるが、流量係数が一義的に定まらない<sup>(18)</sup>などの問題点が残されている。二次元粗さについてこれまでに提案されたいずれの方法も、面粗さのあるすきまをそのまま用いて計算した厳密解との比較がないため、その妥当性はまだ証明されていない。

表 5.1 すきまの平均化

	H	H <sup>3</sup>
算術平均	$\tilde{H} = \frac{1}{\Delta X \Delta Y} \int_0^{\Delta Y} \int_0^{\Delta X} H dX dY$	$\tilde{H}^3 = \frac{1}{\Delta X \Delta Y} \int_0^{\Delta Y} \int_0^{\Delta X} H^3 dX dY$
調和平均	$\hat{H} = \int_0^{\Delta Y} \int_0^{\Delta X} \frac{1}{H^2} dX dY / \int_0^{\Delta Y} \int_0^{\Delta X} \frac{1}{H^3} dX dY$	$\hat{H}^3 = \Delta X \Delta Y / \int_0^{\Delta Y} \int_0^{\Delta X} \frac{1}{H^3} dX dY$
混合平均	$\bar{H} = \alpha_s \tilde{H} + (1 - \alpha_s) \hat{H}$	$\bar{H}^3 = \alpha_b \tilde{H}^3 + (1 - \alpha_b) \hat{H}^3$

本章では静止側に二次元粗さのある互いに平行な2面間の流路コンダクタンスは、算術平均すきまから求めた場合より小さく、調和平均すきまから求めた場合より大きいこと、および粗さの1波長に相当する単位粗さとして、スライダ長の中心に対して対称なすきま形状のものを選べば、このような単位粗さが規則的に分布している平行2面間の流路コンダクタンスは単位粗さの数（または、粗さの波長）には依存しないことを明らかにし、表5.1に示す算術平均すきまと調和平均すきまとを混合した平均すきま $\bar{H}^3$ 、 $\bar{H}$ で表されるレイノルズ方程式を導入した。また、等方性および異方性の面粗さモデルについて、混合平均すきまを用いた計算結果と面粗さのあるすきまをそのまま用いた厳密解とを比較し、両者がよく一致することから、二次元粗さがある場合には、等価平均すきまが混合平均すきま で表されることを実証した。

本方法は、単位粗さについてすきまの混合比をあらかじめ求めておけば、任意のすきま形状の場合にも、その潤滑特性を容易に計算することができるため、実用的にも有用性が高い。

## 5.2 基礎方程式

本章では静止しているスライダ面上にのみ粗さがあり，走行面は平滑な場合を扱うことにする。図 5.1 に示す潤滑領域において，スライダは無限幅で，作動流体は非圧縮性とし，ストークス粗さとしての影響はないものとすれば，次の無次元表示したレイノルズ方程式が成立する。

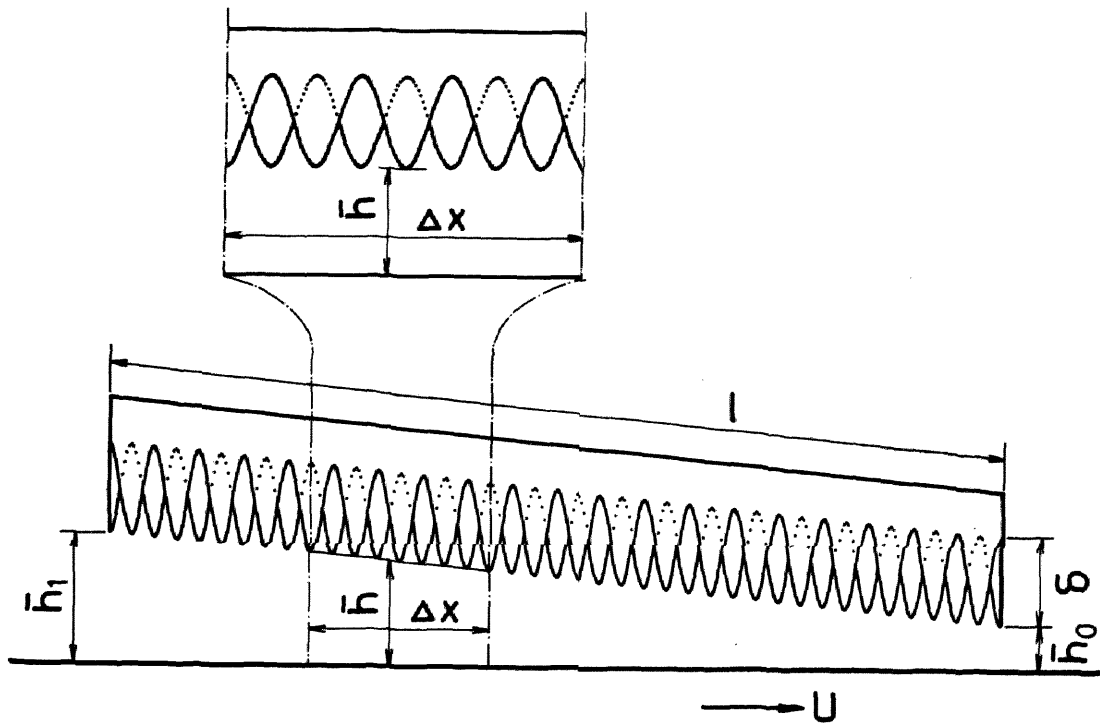


図 5.1 二次元に分布した粗さをもつスライダとその諸元

$$\frac{\partial}{\partial X} \left( H^3 \frac{\partial P}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left( H^3 \frac{\partial P}{\partial Y} \right) = A \frac{\partial H}{\partial X} \quad (5.1)$$

粗さの中心を通る仮想的なすきまを規準すきまとして用いることが従来は多いが，対応する面を物理的に規定できないために実用的ではない。本章では，粗さの先端の包らく線として与えられる平滑面のすきま $\bar{h}$ の流出端における値 $\bar{h}_0$ を基準すきまとし，粗さの大きさは $\bar{h}$ からの深さ $\delta$ で示すことにする。

混合平均すきまを導入するにあたって，流路コンダクタンスの考え方を用いるために，以下のように圧力流れの流量 $Q_p$ ，剪断流れの流量 $Q_s$ を定義する。

(A) 圧力流れの流量 $Q_p$ ：スライダの流入端の圧力 $P_i$ と流出端の圧力 $P_o$ との圧力差を

$\Delta P = P_i - P_o$  とすると,  $\Delta P \neq 0$ ,  $A = 0$  のときの単位幅あたりの無次元流量

$$Q_p = \frac{1}{2} \frac{1}{\Delta Y} \int_0^{\Delta Y} \left( -H^3 \frac{\partial P}{\partial X} \right) dY \quad (5.2)$$

(B) 剪断流れの流量  $Q_s$ :  $\Delta P = 0$ ,  $A \neq 0$  のときの単位幅あたりの無次元流量

$$Q_s = \frac{1}{2} \frac{1}{\Delta Y} \int_0^{\Delta Y} \left( AH - H^3 \frac{\partial P}{\partial X} \right) dY \quad (5.3)$$

圧力流れおよび剪断流れの流路コンダクタンス  $G_p$ ,  $G_s$  をそれぞれ次式で定義する。

$$G_p = Q_p / \Delta P, \quad G_s = Q_s / A \quad (5.4)$$

式 (5.1) は線形であるため,  $G_p$  は  $\Delta P = 1$  のとき,  $G_s$  は  $A = 1$  のときの流量に等しい。なお, すきまが  $H_0$  で対向する平行 2 面間の流路コンダクタンスは  $G_p = H_0^3 / 2$ ,  $G_s = H_0 / 2$  で与えられる。

### 5.3 一次元粗さがある場合の基本的特性

正弦波状の直交粗さあるいは平行粗さがある場合には, すきま  $H$  はそれぞれ次式で与えられる。

$$H = H_1 - (H_1 - 1)X + \Delta/2 + (\Delta/2) \sin(2n\pi X + \phi) \quad (\text{直交粗さ}) \quad (5.5)$$

$$H = H_1 - (H_1 - 1)X + \Delta/2 + (\Delta/2) \sin(2n\pi Y) \quad (\text{平行粗さ}) \quad (5.6)$$

ここで  $\Delta = \delta / h_0$ ,  $n$  は面粗さの山数,  $\phi$  は位相である。

図 5.2 は式 (5.5), (5.6) を式 (5.1) に代入し, 数値計算により求めた負荷容量  $W$  と  $n$  との関係である。 $W$  は  $n$  に依存するが,  $n$  の増加とともに, 平行粗さでは算術平均すきまを, 直交粗さでは調和平均すきまを用いて計算した結果に漸近する。これは, 一次元粗さの平均すきま理論が正しいことを数値的に証明したことになる。

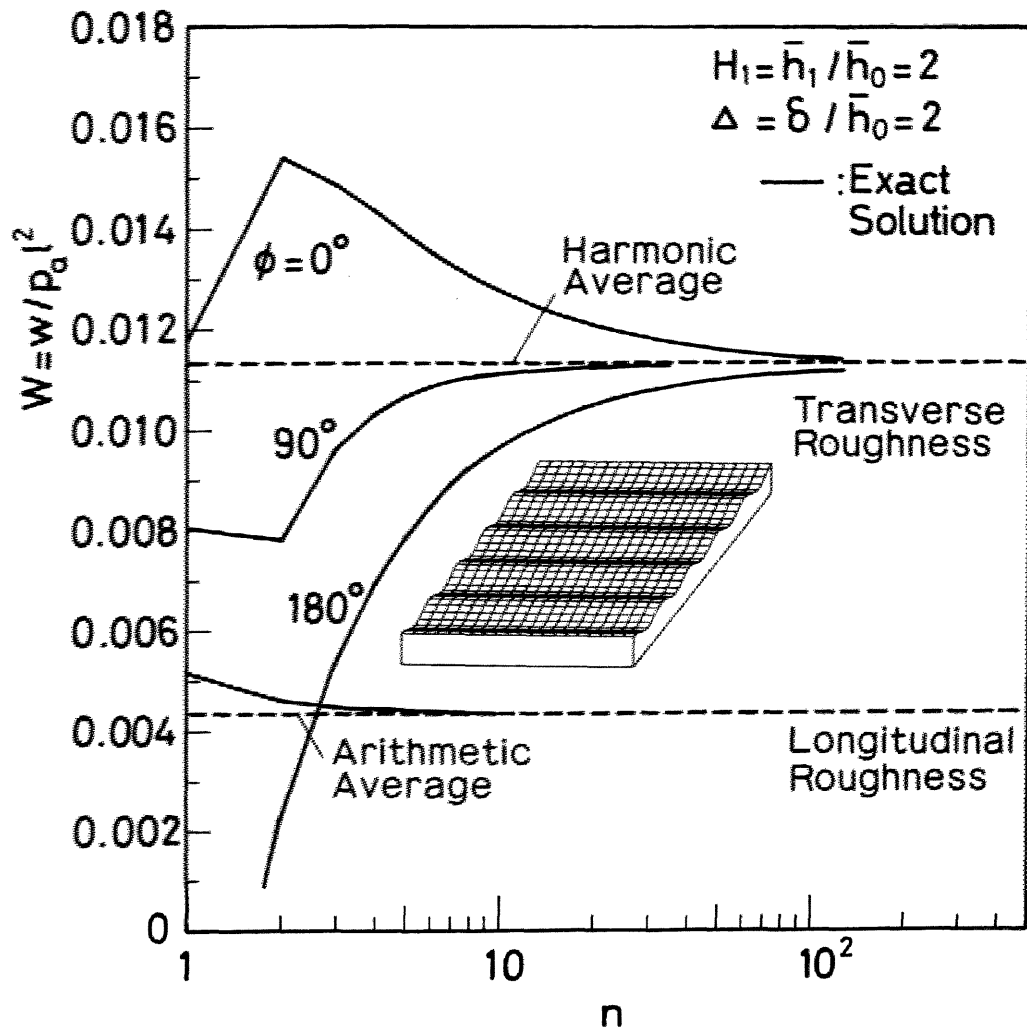


図 5.2 一次元粗さの山数と負荷容量との関係

スライダが走行面に平行な場合には， $H_1 = 1$  として式 (5.5)，(5.6) を式 (5.2)，(5.3) に代入して積分を行えば<sup>69)</sup>，流路コンダクタンスは次のように解析的に求めることができる。

(i) 直交粗さの流路コンダクタンス ( $H_1 = 1$  の場合)

$$\left. \begin{aligned} G_p &= \frac{(1 + \Delta/2)^3 [1 - \{\Delta/(2 + \Delta)\}^2]^{5/2}}{2 + \{\Delta/(2 + \Delta)\}^2} \\ G_s &= \frac{1 + \Delta}{(1 + \Delta/2) [2 + \{\Delta/(2 + \Delta)\}^2]} \end{aligned} \right\} \quad (5.7)$$

(ii) 平行粗さの流路コンダクタンス ( $H_1 = 1$  の場合)

$$\left. \begin{aligned} G_p &= \frac{(1+3\Delta/2+9\Delta^2/8+5\Delta^3/16)}{2} \\ G_s &= \frac{1+\Delta/2}{2} \end{aligned} \right\} \quad (5.8)$$

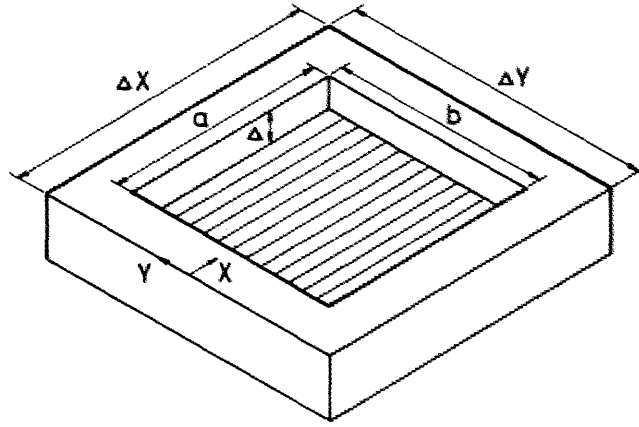
式 (5.7), (5.8) は  $\Delta$  のみの関数で,  $n, \phi$  は含まれない。流路コンダクタンスが  $n$  に依存しないことは, いくつかの粗さがある場合の流路コンダクタンスは, 粗さ 1 波長についての流路コンダクタンスから求められることを意味している。この関係はすきまが周期関数で与えられる場合には一般的に成立する。

#### 5.4 平行平面スライダに二次元粗さがある場合の流路コンダクタンス

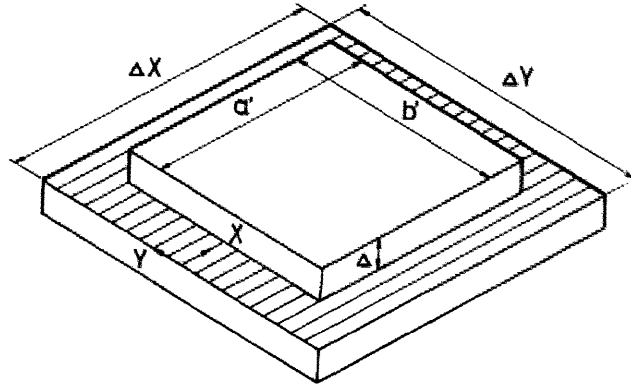
##### 5.4.1 単位粗さがある場合

ここでは,  $X$  方向,  $Y$  方向ともに粗さの 1 波長に相当する単位の面粗さ (以後, 単位粗さと呼ぶ) がある場合の流路コンダクタンスを用いて, 等価平均すきまを求める。なお, すきまの平均には表 5.1 に示す面積分平均を用いる。図 5.3 (a), (b) に示す潤滑領域に矩形の穴のあるモデル (凹形モデル) と矩形の突起のあるモデル (凸形モデル) を考える。スライダ幅は無限幅とし, 幅方向にはこのモデルが周期的に配列されているものとする。したがって, 対称線である  $Y=0, Y=\pm \Delta Y/2$  では  $\partial P/\partial Y=0$  であり, 流量  $Q_p, Q_s$  を求めるためには,  $0 \leq X \leq \Delta X, 0 \leq Y \leq \Delta Y/2$ , で囲まれた領域において, 前記(A), (B)の境界条件のもとに式 (5.1) を解いて圧力分布を求め, これを式 (5.2), (5.3) に代入して数値積分すればよい。以下の計算において式 (5.1) は有限要素法で解いた。 $X$  方向の節点数  $M=41$ ,  $Y$  方向  $\Delta Y/2$  幅の節点数  $N'=21$  とし, 倍精度 (有効数字は 16 けた) で計算した。





(a) 凹形モデル



(b) 凸形モデル

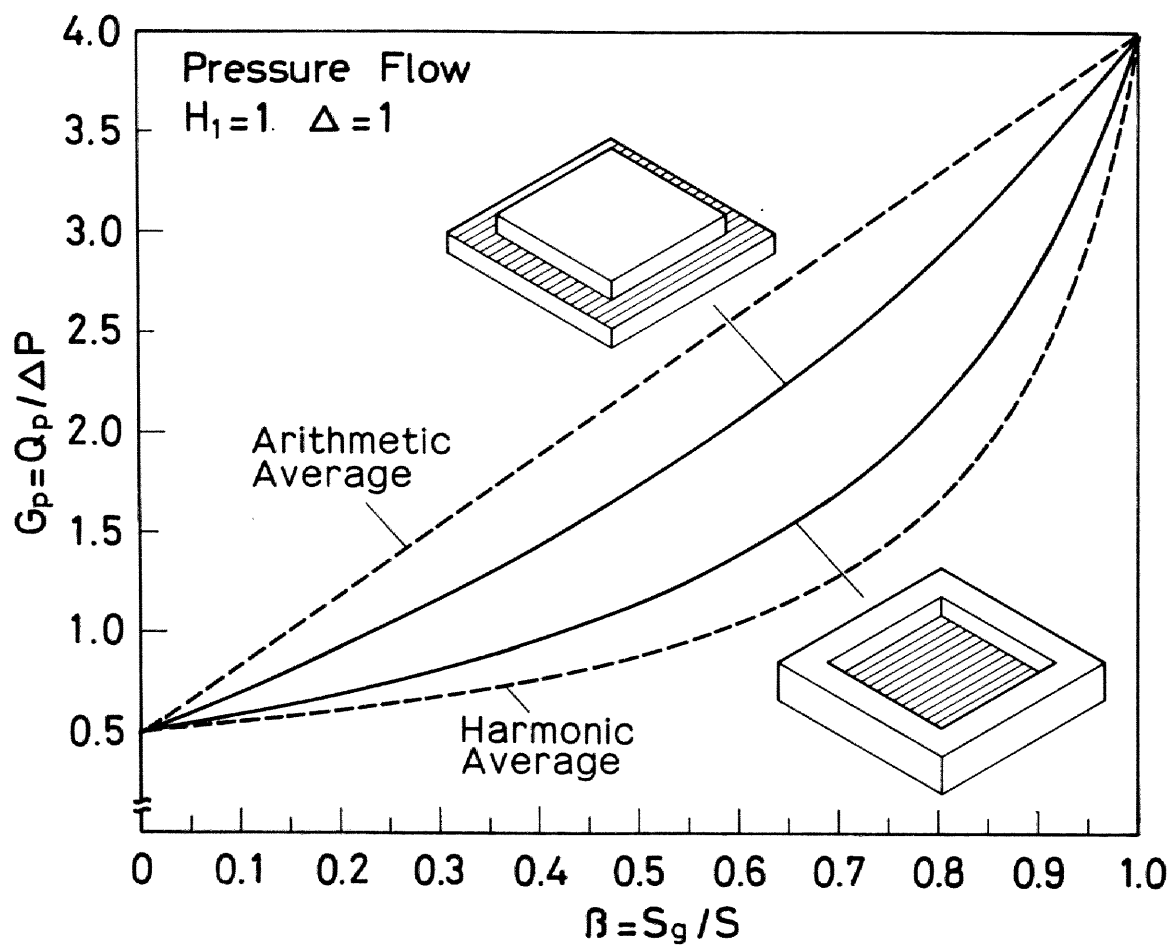
図 5.3 単位粗さ

図 5.4 (a), (b) に正方形 ( $\Delta X = \Delta Y = 1$ ,  $a = b$  あるいは  $a' = b'$ ) の凹形および凸形モデルの計算結果を実線で示す。ここで  $\beta$  は潤滑領域の面積  $S = \Delta X \Delta Y = 1$  に対する粗さの谷の部分の面積  $S_g$  ( $S_g = ab$  あるいは  $S_g = 1 - a'b'$ ) の比である。図中の破線は凹面あるいは凸面を表 5.1 に示す算術平均すきまおよび調和平均すきまで与えられる平滑面で置き換えたときの流路コンダクタンスで、圧力流れの場合には

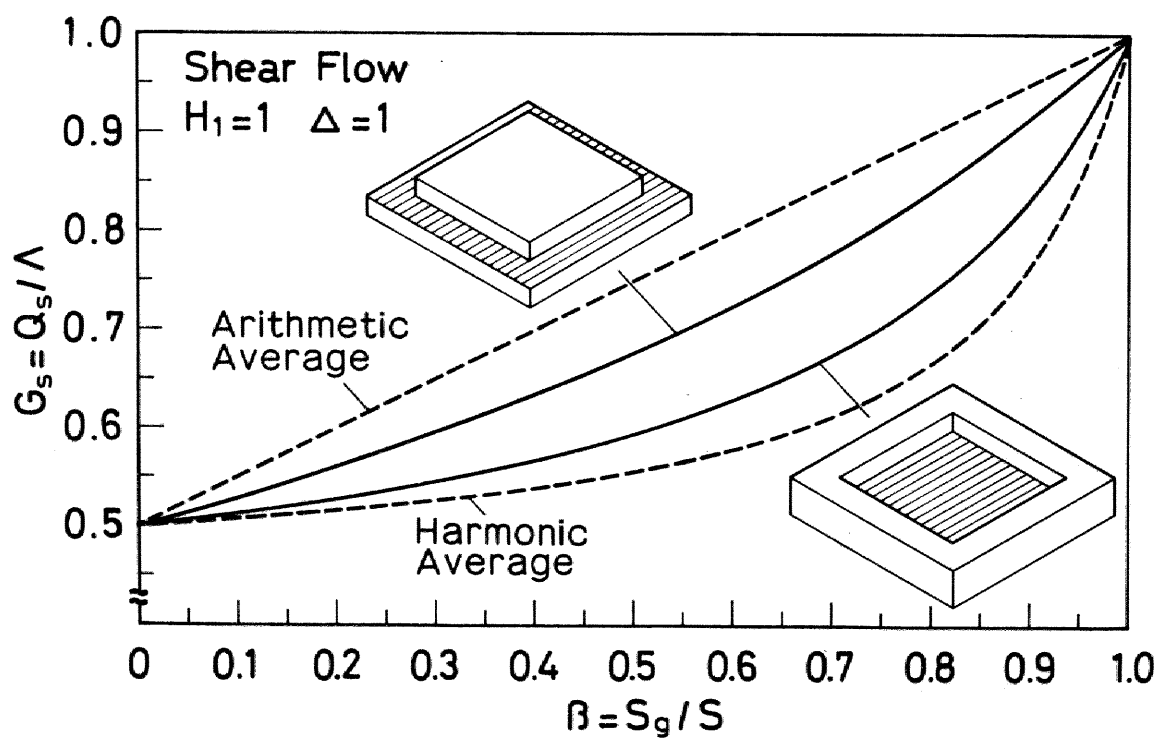
$$\left. \begin{aligned} \tilde{G}_p &= \tilde{H}^3/2 && \text{(算術平均)} \\ \tilde{G}_p &= \tilde{H}^3/2 && \text{(調和平均)} \end{aligned} \right\} \quad (5.9)$$

剪断流れの場合には

$$\left. \begin{aligned} \tilde{G}_s &= \tilde{H}/2 && \text{(算術平均)} \\ \tilde{G}_s &= \tilde{H}/2 && \text{(調和平均)} \end{aligned} \right\} \quad (5.10)$$



(a) 圧力流れ



(b) 剪断流れ

図 5.4 凹形および凸形モデルの流路コンダクタンス

で与えられる。数値計算によって求めた流路コンダクタンス  $G_p$  は  $\widetilde{G}_p$  より小さく,  $\widehat{G}_p$  より大きい。したがって,  $G_p$  が  $\widetilde{G}_p - \widehat{G}_p$  を  $\alpha_p : (1 - \alpha_p)$  に内分する大きさとして  $\alpha_p$  ( $0 \leq \alpha_p \leq 1$ ) を定義することができる。  $G_s$  についても同様の関係があり, 次の  $\alpha_s$  ( $0 \leq \alpha_s \leq 1$ ) を定義することができる。

$$\alpha_p = \frac{G_p - \widehat{G}_p}{\widetilde{G}_p - \widehat{G}_p}, \quad \alpha_s = \frac{G_s - \widehat{G}_s}{\widetilde{G}_s - \widehat{G}_s} \quad (5.11)$$

いま, 二次元粗さのあるすきまをこれと等価な平滑なすきまで置き換えることを考える。両者で流路コンダクタンスが等しいことが等価な条件であることから, 圧力流れに対する等価すきまを  $\bar{H}^3$ , 剪断流れに対する等価すきまを  $\bar{H}$  とすれば,  $\bar{H}^3, \bar{H}$  は以下の関係を満足するものでなくてはならない。

$$G_p = \bar{H}^3/2, \quad G_s = \bar{H}/2 \quad (5.12)$$

式 (5.9), (5.10), (5.12) を式 (5.11) に代入すれば

$$\bar{H}^3 = \alpha_p \tilde{H}^3 + (1 - \alpha_p) \hat{H}^3, \quad \bar{H} = \alpha_s \tilde{H} + (1 - \alpha_s) \hat{H} \quad (5.13)$$

となる。すなわち,  $\alpha_p, \alpha_s$  は二次元粗さの等価すきまを算術平均すきまと調和平均すきまとを混合した形で表したときの混合比を与える。

凹形および凸形モデルの  $\alpha_p, \alpha_s$  の計算結果を図 5.5 に示す。いずれの場合にも  $\alpha_p$  と  $\alpha_s$  とは 8 けた以上の精度で一致するため, 両者は完全に一致すると考えられる。両モデルともに  $\Delta$  が小さい場合には, 混合比は 0.5 に近づき,  $\Delta$  が増大するに従って, 凹形モデルでは減小して零に, 凸形モデルでは増加してそれぞれ  $\beta$  の値に応じた一定値に漸近する。これは  $\Delta$  が小さい場合には両モデルともに直交粗さと平行粗さの中間的な特性を示すが,  $\Delta$  が増大するに従って, 凹形モデルは直交粗さの特性に, 凸形モデルは平行粗さの特性に近づくことを意味する。

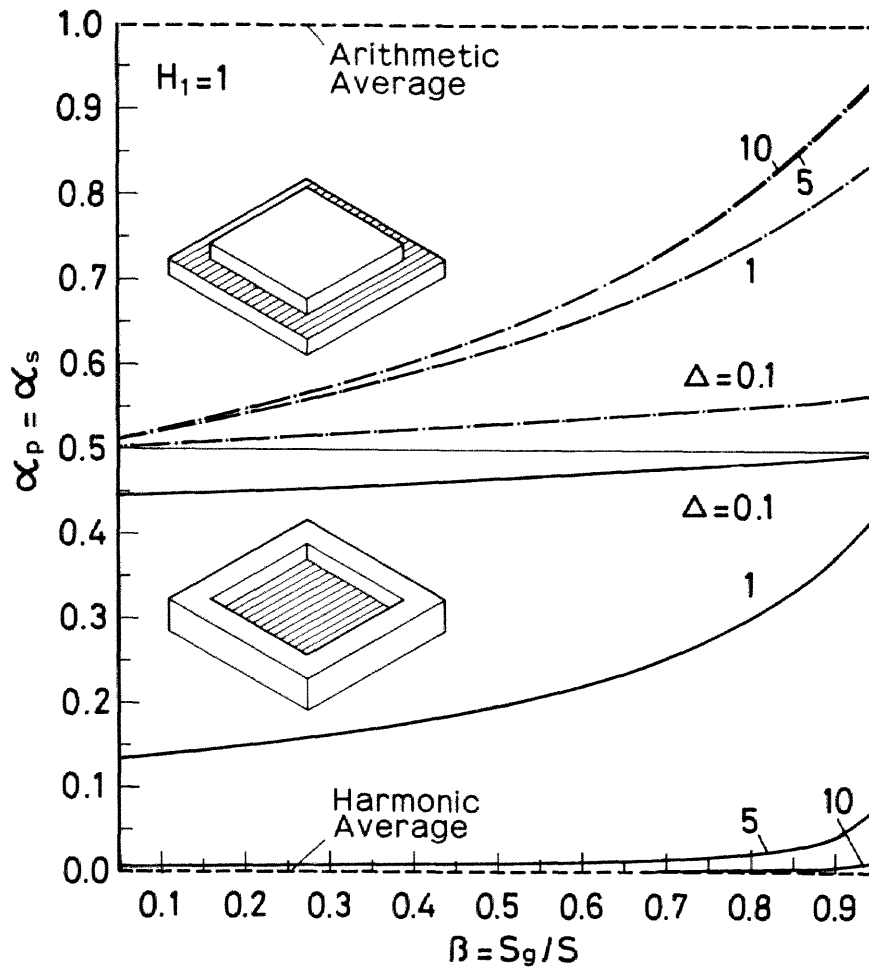


図 5.5 凹形および凸形モデルのすきまの混合比

もう一つの例として、すきま  $H$  が

$$H = 1 + \Delta/2 + \Delta/2 \cos(2\pi X) \cos(2\pi Y) \quad (5.14)$$

で表される余弦波 1 波長分の単位粗さ（余弦波モデル）の流路コンダクタンスの計算結果を図 5.6 に示す。この場合にも  $\hat{G}_p < G_p < \tilde{G}_p$ ,  $\hat{G}_s < G_s < \tilde{G}_s$  の関係が成立するため、凹形、凸形モデルと同様に  $\alpha_p$ ,  $\alpha_s$  を定義することができる。これを図 5.6 の上側に示す。 $\Delta$  が小さい場合 ( $\Delta < 0.5$ ) には  $\alpha_p$  と  $\alpha_s$  はほぼ一致し、その値はほぼ 0.5 である。 $\Delta$  が大きくなる ( $\Delta > 0.5$ ) と、 $\alpha_p$ ,  $\alpha_s$  とともに増大するが、 $\alpha_s$  の増加量の方が大きいため両者の差が大きくなる。

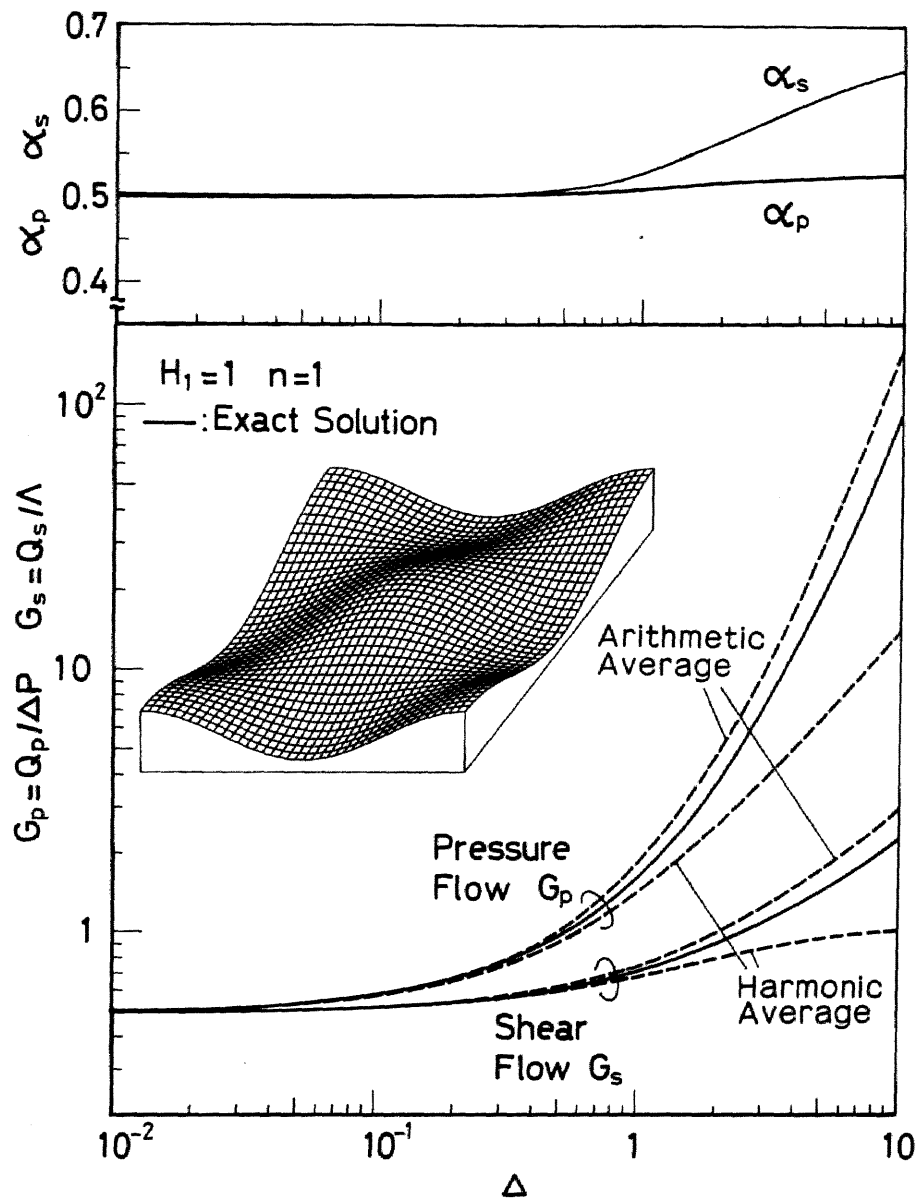
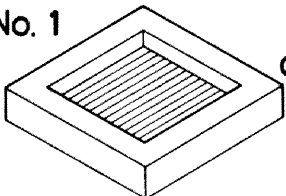
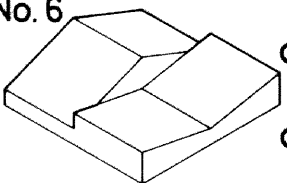
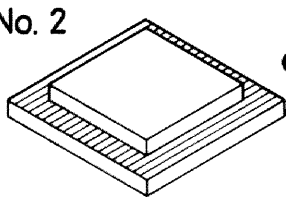
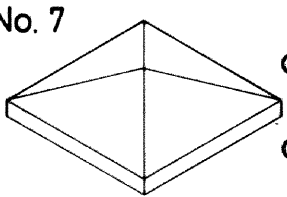
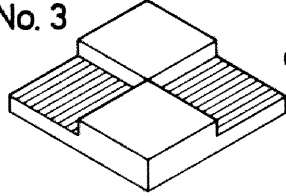
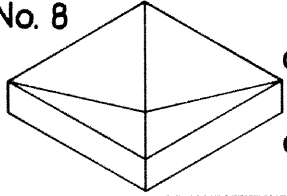
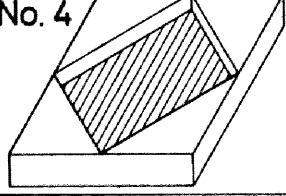
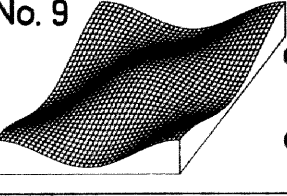
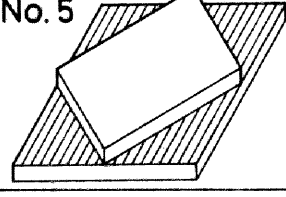
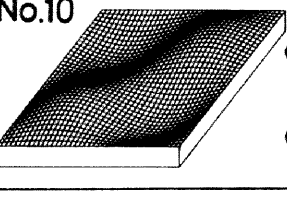
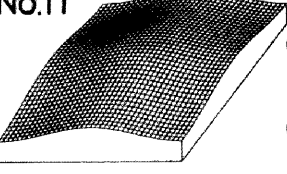


図 5.6 余弦波モデルの流路コングクタンسとすきまの混合比

表 5.2 に各種の二次元単位粗さモデルについて、 $\Delta = 1$  のときの混合比を示す。いずれも  $0 < \alpha_p < 1$ ,  $0 < \alpha_s < 1$  であることから、二次元単位粗さの等価すきまは算術平均すきまより小さく、調和平均すきまより大きいとの関係が一般的に成立すると思われる。左側の列に示すモデルは  $\alpha_p = \alpha_s$  であるが、右側の列に示すモデルでは  $\alpha_p \neq \alpha_s$  である。左側のモデルではすきまが階段状に変わるのに対し、右側のモデルでは連続的に変わる点に差異があり、これが両者で  $\alpha_p$  と  $\alpha_s$  の関係に差が生じる理由の一つと考えられるが、なお、検討を要する。

表 5.2 各種単位粗さモデルのすきまの混合比

<p>No. 1</p>  <p><math>\alpha_p = \alpha_s</math> =0.1977</p>	<p>No. 6</p>  <p><math>\alpha_p = 0.8770</math> <math>\alpha_s = 0.8935</math></p>
<p>No. 2</p>  <p><math>\alpha_p = \alpha_s</math> =0.6205</p>	<p>No. 7</p>  <p><math>\alpha_p = 0.8832</math> <math>\alpha_s = 0.9005</math></p>
<p>No. 3</p>  <p><math>\alpha_p = \alpha_s</math> =0.6424</p>	<p>No. 8</p>  <p><math>\alpha_p = 0.6536</math> <math>\alpha_s = 0.7015</math></p>
<p>No. 4</p>  <p><math>\alpha_p = \alpha_s</math> =0.4471</p>	<p>No. 9</p>  <p><math>\alpha_p = 0.5130</math> <math>\alpha_s = 0.5309</math></p>
<p>No. 5</p>  <p><math>\alpha_p = \alpha_s</math> =0.4471</p>	<p>No. 10</p>  <p><math>\alpha_p = 0.6652</math> <math>\alpha_s = 0.6832</math></p>
	<p>No. 11</p>  <p><math>\alpha_p = 0.5098</math> <math>\alpha_s = 0.5314</math></p>

#### 5. 4. 2 規則的に分布した多数の粗さがある場合

走行面に平行なスライダに一次元粗さがある場合には、流路コンダクタンスは面粗さの山数  $n$  には関係しない。二次元粗さについてもこの関係が成立するかどうかを確認するため、 $n$  をパラメータに流路コンダクタンスを計算した。 $n$  は  $X$  方向、 $Y$  方向ともに同じ割合で増やした。すなわち単位粗さモデルを面積的に縮小し、これを繰り返して配列した。なお、一方向のみ山数を増やした場合には異方性のある粗さとなり、粗さの特性が変わることになる。節点数は  $M \times N' = 801 \times 11$ 、要素数は 16,000 で、倍精度で計算した。

図 5.7 に凹形モデル，凸形モデルおよび表 5.2 の No. 3 に示す格子状モデルについての計算結果を示す。 $G_p$ ,  $G_s$  は凹形，凸形モデルでは  $n$  に依存しないが，一方の格子状モデルでは  $n$  に依存し， $n$  の増加とともに一定値に漸近する。図 5.8 に凹形モデルについて， $n=1$  と  $n=5$  の場合の走行方向に沿った圧力分布を示す。剪断流れ，圧力流れともに， $n=5$  の場合には  $n=1$  の場合の圧力分布を  $1/5$  に縮小して 5 回繰り返した圧力分布になるため，流量を決定する  $\partial P / \partial X$  の大きさは山数には依存しないことになる。圧力流れの圧力分布は流入端から流出端に直線的に降下する圧力分布の上に，剪断流れの圧力分布が重畳する形になっている。格子状モデルでは図 5.9 に示すように  $n=5$  の場合には， $n=1$  の場合と相似な圧力分布が繰り返された形ではない。スライダの中央部分では周期性があるが，流入および流出端の 1 波長分において周期性が乱れ，また  $l_2$  で示す凹部と凸部との境界に沿った圧力分布には，周期性が不完全である。このため  $\partial P / \partial X$  は  $n$  に応じて変わり，流量が  $n$  に依存することとなる。

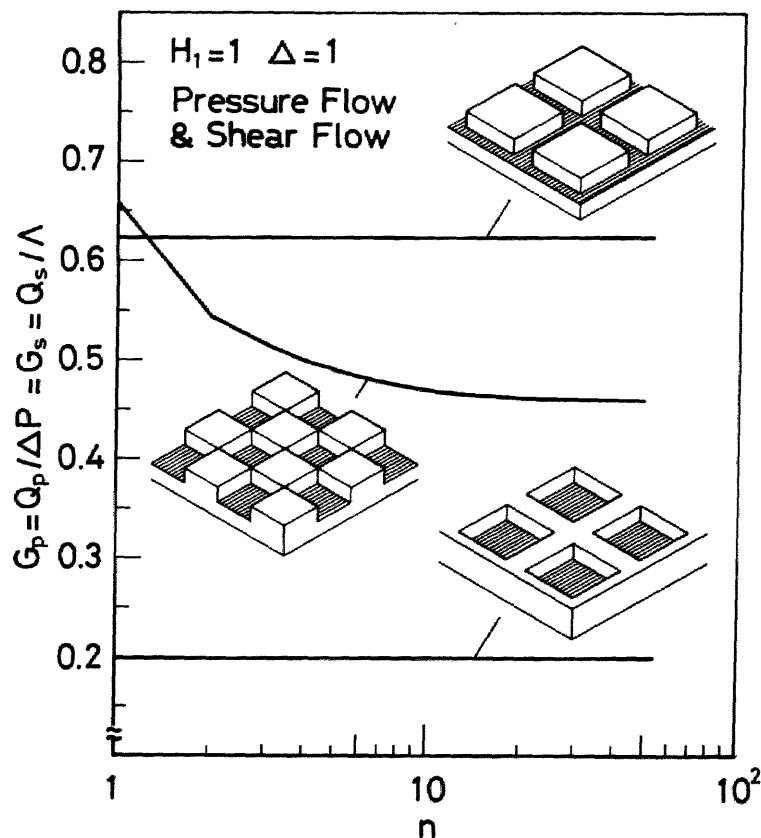


図 5.7 面粗さの山数とすきまの混合比の関係

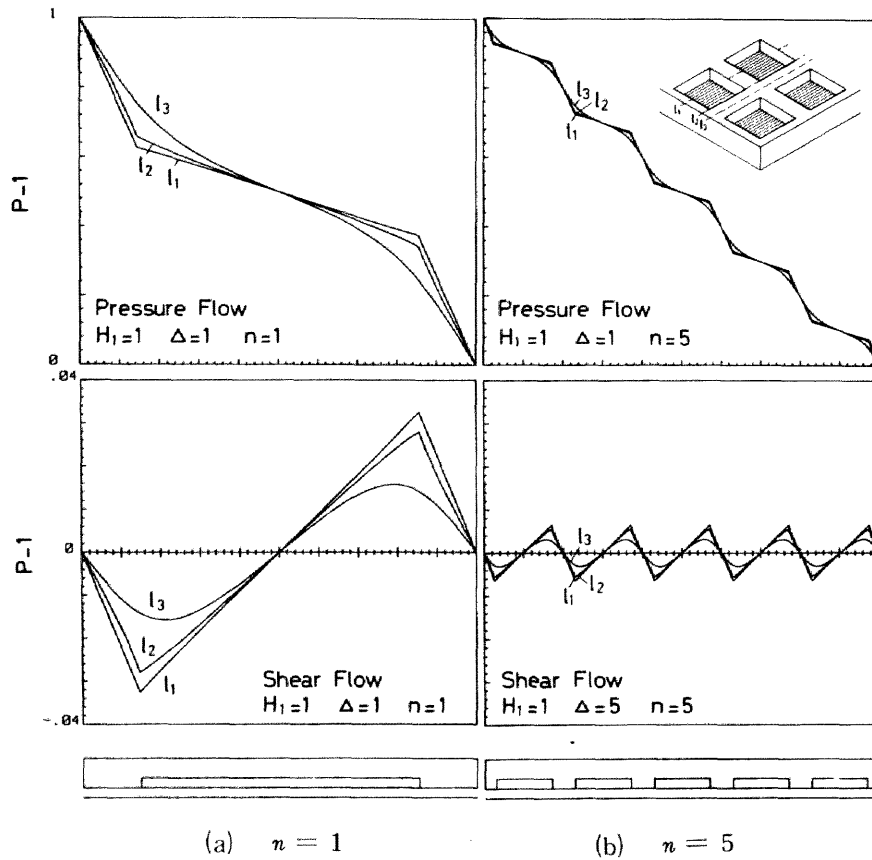


図 5.8 凹形モデルの圧力分布

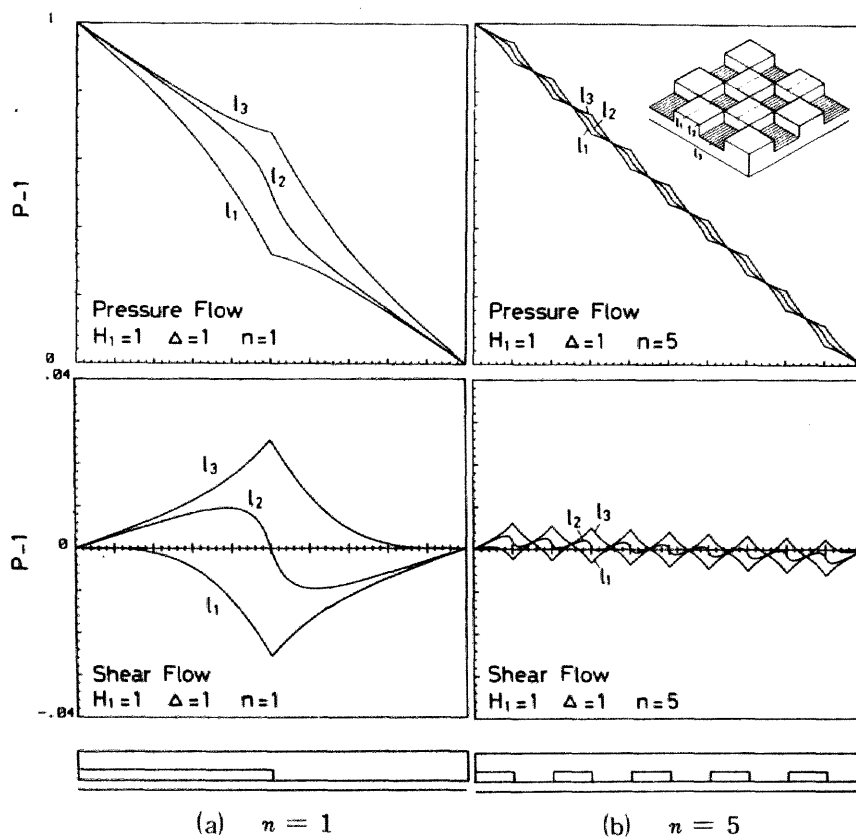


図 5.9 凸形モデルの圧力分布



もう一つの例として表 5. 2 の No. 9 に示す余弦波モデル, No. 10 に示す正弦波モデルの流路コンダクタンスと山数との関係を図 5.10 に示す。 $G_p$ ,  $G_s$  は, 余弦波モデルでは  $n$  に依存しないのに対し, 正弦波モデルでは  $n$  に依存し,  $n$  の増加とともに減少して正弦波モデルの値に漸近する。図 5.11 に示すように余弦波モデルの圧力分布は,  $n = 5$  の場合には  $n = 1$  の場合と相似な圧力が繰り返された形であるのに対し, 図 5.12 に示すように正弦波モデルの圧力分布は周期性が不完全である。しかし, 流入および流出端の 1 波長を除いた中央部分については余弦波モデルの圧力分布に近い。これらの端部の影響は,  $n$  が増加するにしたがって相対的に小さくなるため, 正弦波モデルと余弦波モデルの差は小さくなるものと思われる。

表 5. 2 に示す各種面粗さモデルにおいて, すきまがスライダ長の中心に対して非対称な No. 3 と No. 10 を除けば, いずれのモデルも流路コンダクタンスは  $n$  に依存しない。すなわち, スライダ長の中心を原点としたとき, 走行方向のすきまが偶関数で表される場合には, 流路コンダクタンスは山数には依存しないことが一般的に成立すると思われる。このことは多数の面粗さがある場合の流路コンダクタンスは, 対称な単位粗さモデルを選べば, その単位粗さモデルについて計算するだけで求めることができることを意味しており, 数値計算上極めて有用な特性と言える。

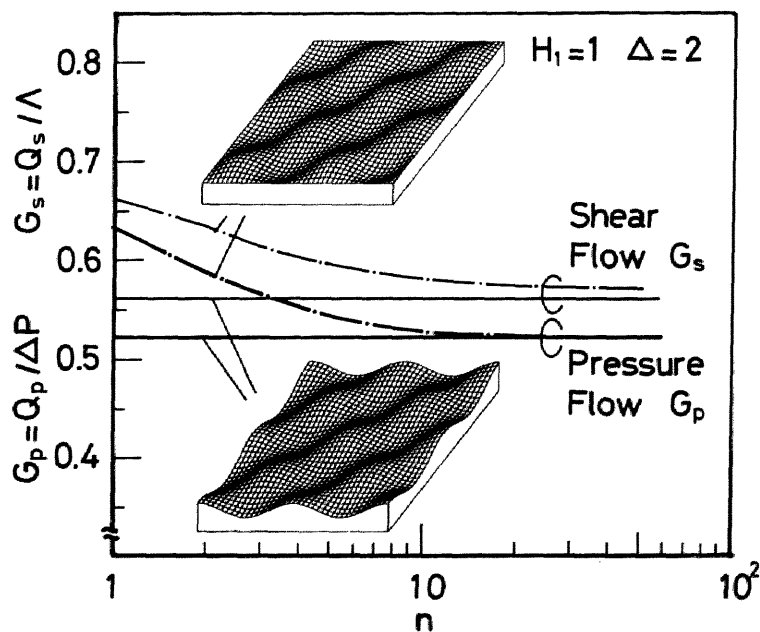


図 5.10 面粗さの山数と流路コンダクタンスの関係

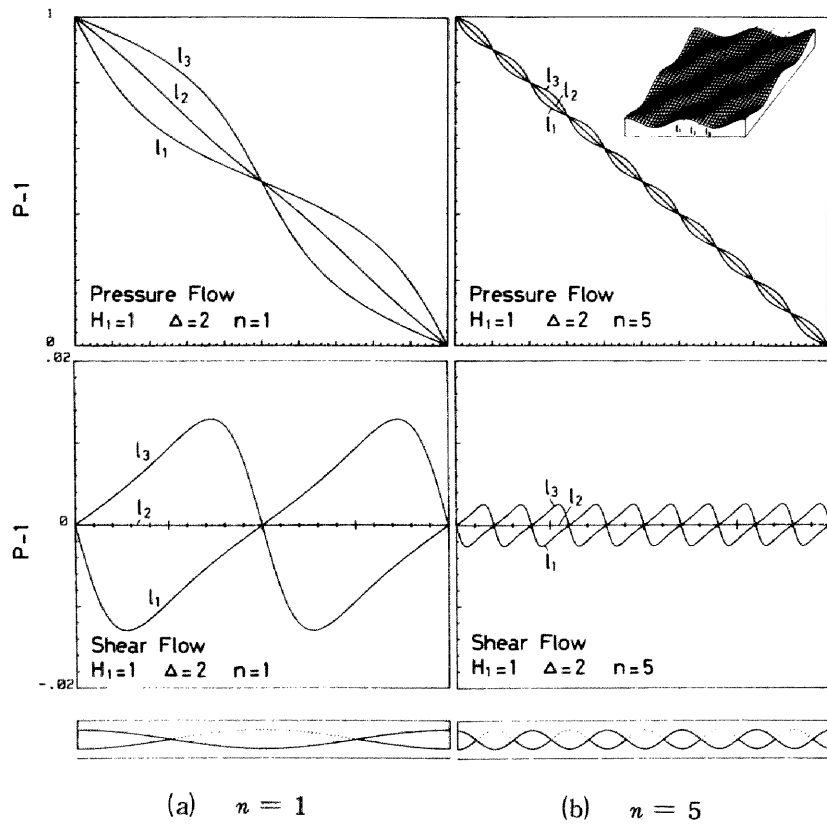


図 5.11 余弦波モデルの圧力分布

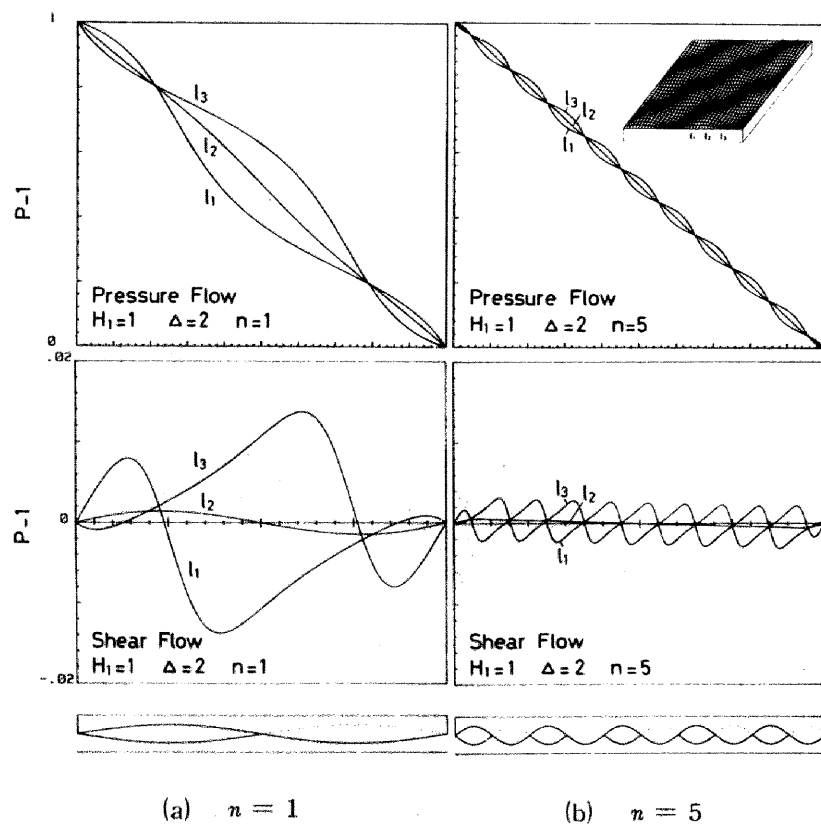


図 5.12 正弦波モデルの圧力分布

## 5.5 混合平均すきまで表したレイノルズ方程式の導入

潤滑領域の内部に辺の長さが  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$  の矩形の参照面を考える。 $\Delta X$ ,  $\Delta Y$  は軸受寸法に比して十分小さく、かつ面粗さの波長に比して十分大きいものとする。すなわち図 5.1 に示すように、この参照面内には多数の粗さがあり、かつ粗さを平均したすきまはこの参照面内では一定、つまり  $\bar{h}$  は走行面と平行とみなすことができるものとする。この微小領域の流入端と流出端との間に圧力差  $\Delta P$  が存在し、かつ  $\Delta \neq 0$  の場合の流量は

$$Q = Q_p + Q_s = -G_p \frac{\Delta P}{\Delta X} + \Delta G_s \quad (5.15)$$

で与えられる。流路コンダクタンスが  $G_p, G_s$  に等しくなるようなすきまは式 (5.12) で与えられるから、式 (5.13) を用いれば式 (5.15) は

$$2Q = -\{\alpha_p \tilde{H}^3 + (1 - \alpha_p) \hat{H}^3\} \frac{\partial P}{\partial X} + \Delta \{\alpha_s \tilde{H} + (1 - \alpha_s) \hat{H}\} \quad (5.16)$$

となる。参照面内では  $\bar{h}$  は一定とみなすことができるため、対称な単位粗さモデルを選べば、参照面内の流路コンダクタンスは、面粗さの山数には関係がなくなり、単位粗さモデルのそれに置き換えることができる。

無限幅の場合には側流がないことから、連続条件を適用すれば、次のレイノルズ方程式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[ \left\{ \alpha_p \tilde{H}^3 + (1 - \alpha_p) \hat{H}^3 \right\} \frac{\partial P}{\partial X} \right] = \Delta \frac{\partial}{\partial X} \{ \alpha_s \tilde{H} + (1 - \alpha_s) \hat{H} \} \quad (5.17)$$

式 (5.17) は一般的には潤滑領域を格子状に分割し、差分法、有限要素法などによって数値的に解くことが必要である。この場合には、それぞれの格子点において、その位置での局所的な  $\Delta = \delta / \bar{h}$  における単位粗さモデルの  $\alpha_p, \alpha_s$  を用いればよい。したがって、 $\Delta$  をパラメータにした  $\alpha_p, \alpha_s$  の表を作成しておけば、任意のすきま形状の場合にも容易に計算することができる。

## 5.6 混合平均すきまによる計算結果と厳密解との比較

### 5.6.1 等方性粗さの場合

等方性の面粗さとして，正方形の凹形モデル，凸形モデルおよび余弦波モデルのすきまの混合比を表 5.3 に示す。図 5.13 は凹形モデルあるいは凸形モデルが規則的に分布している傾斜平面スライダの負荷容量  $W$  について，粗さをもつすきま形状をそのまま用いて計算した厳密解と混合平均すきまによる計算結果とを比較したものである。厳密解を実線で，混合平均すきまによる結果を点線で，算術平均すきまあるいは調和平均すきまによる結果を破線で示す。以下の図においてはこの分類に従うものとする。厳密解は  $n$  が増加するにしたがって，凹形モデルでは減小し，凸形モデルでは増大し，それぞれの混合平均すきまを用いた結果に収束する。 $n > 20$  では厳密解と混合平均すきまによる結果とはほぼ一致する。なお， $\beta = 0.5$  であるため，凹形モデルと凸形モデルとの調和平均すきま，算術平均すきまはそれぞれ等しい。厳密解が算術平均すきまによる結果に一致しないことは従来の理論<sup>(8),(9),(12)</sup>が誤りであることを示している。

表 5.3 算術平均すきまと調和平均すきまの混合比

〔等方性 ( $r = 1$ ) 面粗さの場合〕

$\Delta$	凹 形	凸 形	余弦波状	
	$\alpha_p = \alpha_s$	$\alpha_p = \alpha_s$	$\alpha_p$	$\alpha_s$
0.01	0.4982	0.5050	0.5037	0.5009
0.02	0.4948	0.5082	0.5037	0.5009
0.05	0.4846	0.5173	0.5038	0.5010
0.08	0.4743	0.5257	0.5039	0.5013
0.1	0.4673	0.5309	0.5039	0.5015
0.2	0.4320	0.5533	0.5045	0.5032
0.5	0.3292	0.5939	0.5073	0.5119
0.8	0.2433	0.6135	0.5107	0.5231
1	0.1978	0.6210	0.5130	0.5309
2	0.07511	0.6356	0.5215	0.5652
5	0.01048	0.6411	0.5268	0.6203
8	0.003143	0.6416	0.5229	0.6430
10	0.001725	0.6417	0.5197	0.6515

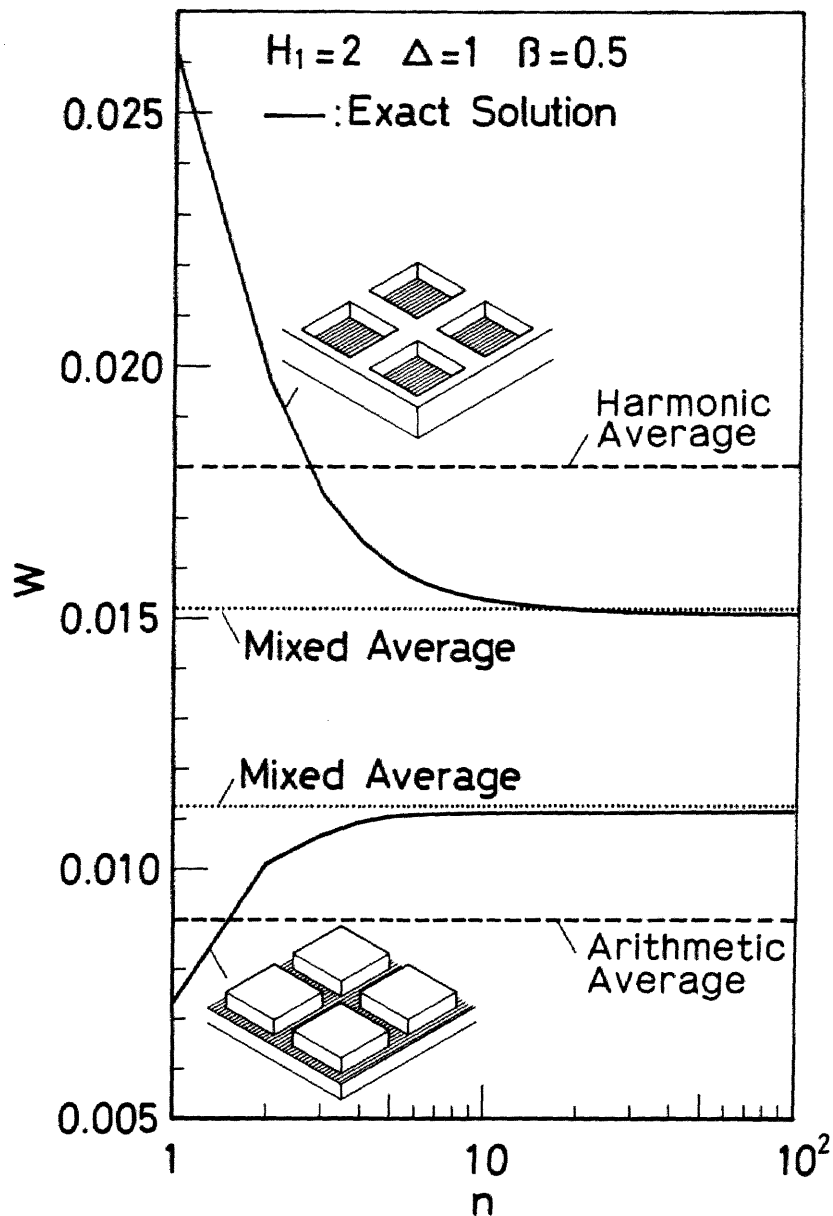
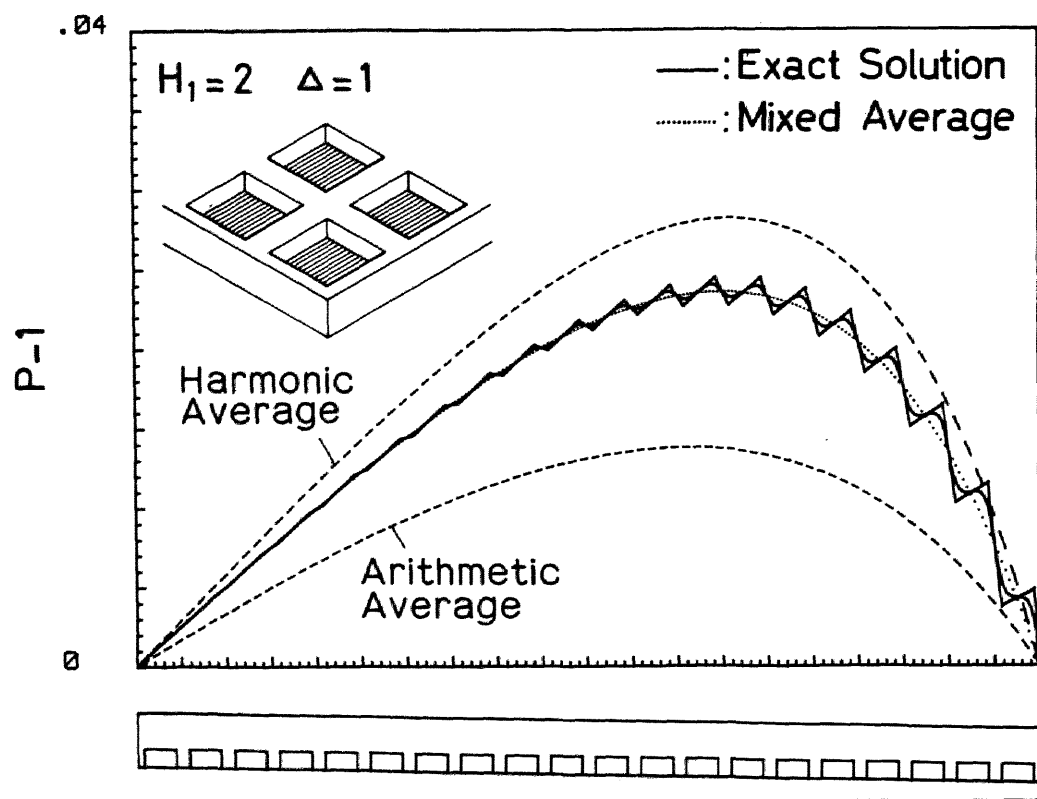
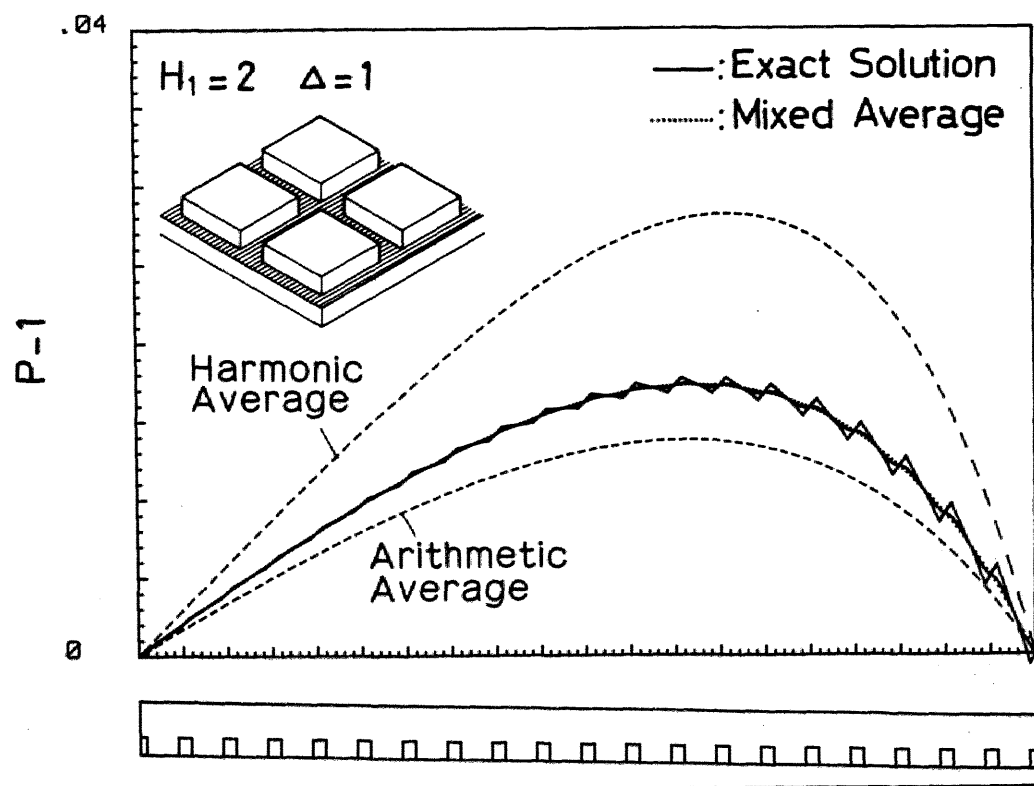


図 5.13 混合平均すきまによる計算結果と厳密解との比較

図 5.14(a),(b) に図 5.13 に対応するスライダ内の圧力分布を,  $n=20$  の場合の厳密解とそれぞれ混合平均すきま, 算術平均すきま, 調和平均すきまによる結果とを比較して示す。厳密解では面粗さの凹凸に対応した圧力変動があるが, 混合平均すきまを用いて計算した平滑な圧力分布は, この圧力変動の中心線によく一致している。



(a) 凹形モデル



(b) 凸形モデル

図 5.14 混合平均すきまによる計算結果と厳密解 ( $n = 20$ ) との圧力分布の比較

### 5.6.2 異方性粗さの場合

面粗さの異方性を示すパラメータとして、Peklenik 係数  $\gamma$ （走行方向の波長  $\tau_x$  とこれと直交する方向の波長  $\tau_y$  との比： $\tau_x/\tau_y$ ）を用いる<sup>60)</sup>。表 5.4 に余弦波モデルのすきまの混合比  $\alpha_p, \alpha_s$  を示す。 $\alpha_p, \alpha_s$  は平均すきまが同じでも  $\gamma$  によって変わることがわかる。図 5.15 は余弦波状粗さのある傾斜平面スライダの負荷容量  $W$  について  $\gamma$  をパラメータに厳密解と混合平均すきまによる計算結果とを比較したものである。 $W$  は  $\gamma$  に依存し、いずれの  $\gamma$  の場合にも、 $n$  の増加とともにそれぞれの  $\gamma$  に対応するすきまの混合比から求めた結果に収束する。収束値は算術平均すきまによる結果より大きく、調和平均すきまによる結果より小さい。 $\gamma$  が小さい場合には前者に、 $\gamma$  が大きい場合には後者に近づく。

表 5.4 算術平均すきまと調和平均すきまの混合比

〔異方性（ $\gamma \neq 1$ ）余弦波状面粗さの場合〕

$\Delta$	$\gamma=0.2$		$\gamma=0.5$		$\gamma=2$		$\gamma=5$	
	$\alpha_p$	$\alpha_s$	$\alpha_p$	$\alpha_s$	$\alpha_p$	$\alpha_s$	$\alpha_p$	$\alpha_s$
0.01	0.9644	0.9616	0.8032	0.8004	0.2043	0.2014	0.04301	0.04017
0.02	0.9644	0.9616	0.8032	0.8004	0.2043	0.2015	0.04305	0.04023
0.05	0.9644	0.9616	0.8032	0.8004	0.2045	0.2017	0.04327	0.04058
0.08	0.9643	0.9616	0.8031	0.8005	0.2047	0.2022	0.04367	0.04120
0.1	0.9642	0.9616	0.8031	0.8006	0.2050	0.2026	0.04403	0.04175
0.2	0.9635	0.9617	0.8027	0.8011	0.2068	0.2058	0.04673	0.04594
0.5	0.9599	0.9622	0.8008	0.8039	0.2163	0.2225	0.06068	0.06770
0.8	0.9554	0.9628	0.7983	0.8075	0.2282	0.2437	0.07809	0.09527
1	0.9522	0.9632	0.7964	0.8100	0.2363	0.2583	0.08981	0.1141
2	0.9382	0.9651	0.7874	0.8213	0.2696	0.3223	0.1385	0.1961
5	0.9136	0.9682	0.7670	0.8398	0.3114	0.4221	0.2016	0.3219
8	0.9011	0.9695	0.7540	0.8474	0.3213	0.4624	0.2188	0.3722
10	0.8956	0.9700	0.7478	0.8502	0.3229	0.4775	0.2230	0.3908

図 5.15 の 1 点鎖線は正弦波状粗さについての厳密解である。余弦波状粗さに比して収束は遅いが、 $n$  の増加とともに、余弦波状粗さとの差が小さくなることから、正弦波状粗さについては、その位相に関係なく、すきまの混合比としては単位余弦波モデルのものをいれればよいことがわかる。

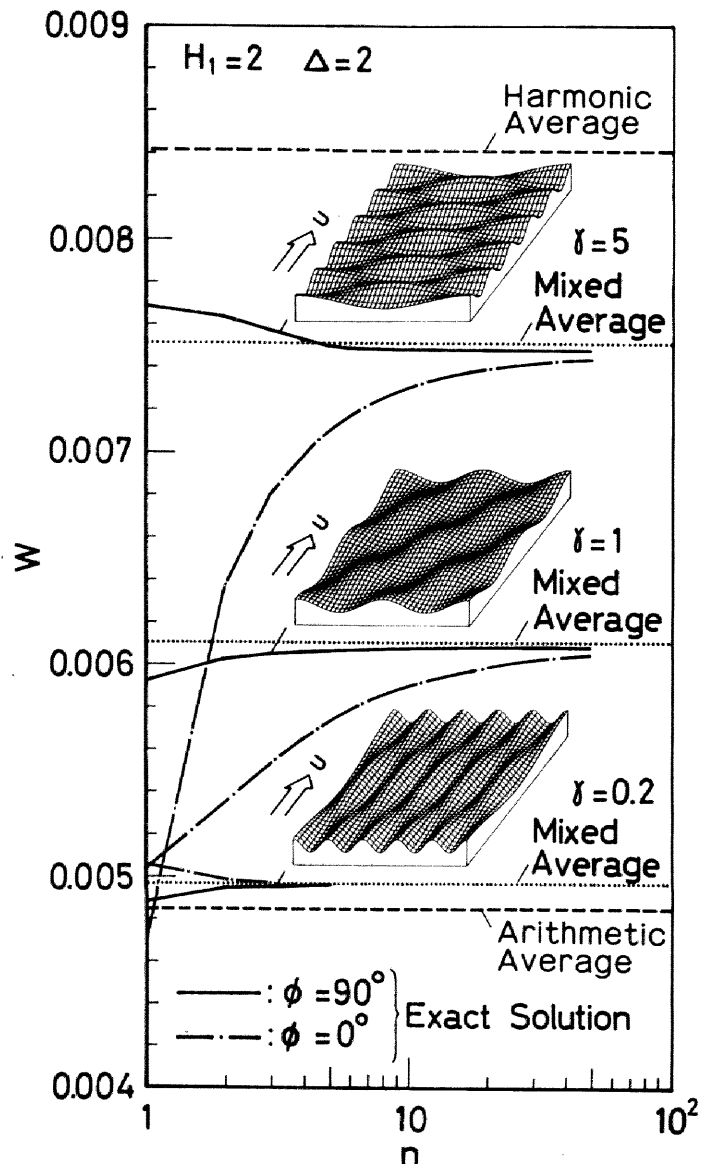
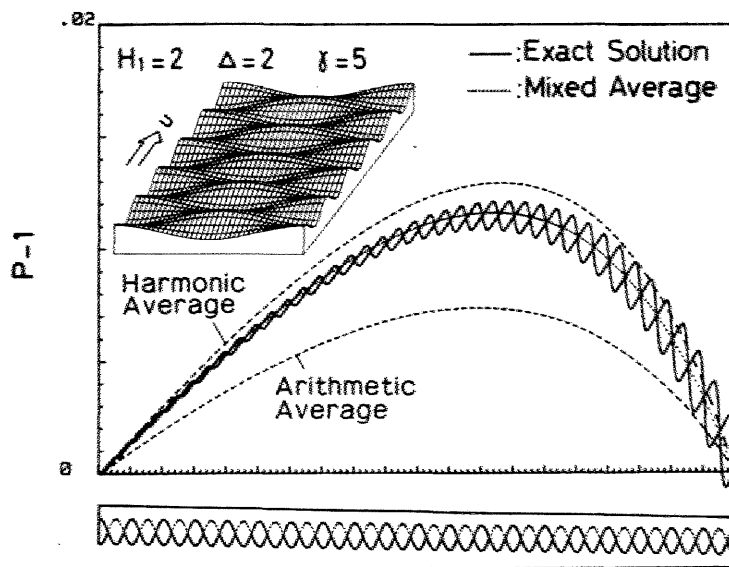


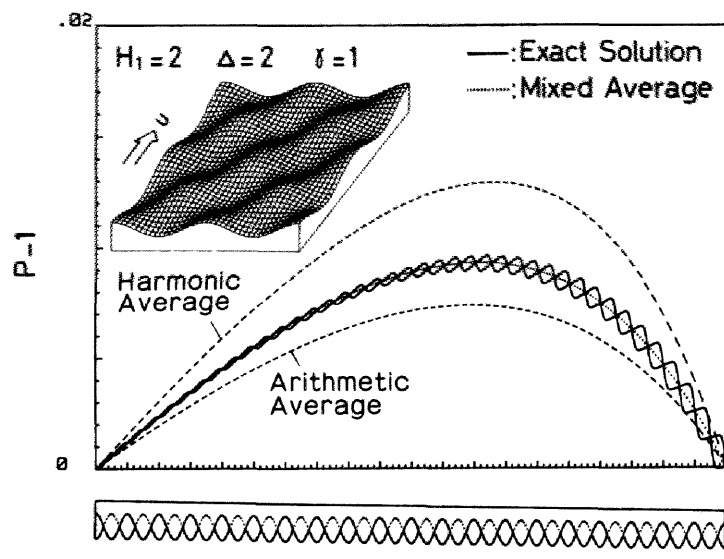
図 5.15 混合平均すきまによる計算結果と厳密解との比較

図 5.15 に対応するスライダ内の圧力分布を図 5.16 に示す。厳密解は  $n=20$  の場合であり、 $r$  が小さい場合には粗さの凹凸に対応した圧力変動は小さく、平行粗さの特性に近いが、 $r$  が大きくなるにしたがって、圧力変動が増大して直交粗さの特性に近づく。混合平均すきまを用いて求めた平滑な圧力分布は圧力変動の中心線を通っており、混合平均すきまが等価平均すきまとして妥当であることがわかる。表 5.5 に  $n=20$  の場合の厳密解と混合すきまによる計算結果とを比較して示す。両者がよい一致を示すことから、粗さの山数が比較的少ない場合にも平均すきまを用いてよいことがわかる。

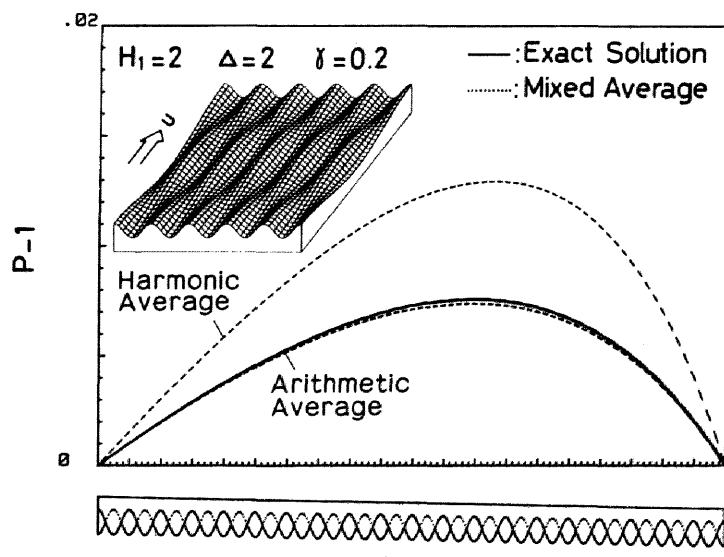




(a)  $\gamma = 5$



(b)  $\gamma = 1$



(c)  $\gamma = 0.2$

図 5.16 混合平均すきまによる計算結果と厳密解 ( $n=20$ ) との圧力分布の比較

表 5.5 厳密解と混合平均すきまによる計算結果との比較

粗さモデル ( $H_1=2, \Delta=1$ )		負 荷 容 量	
		厳密解 ( $n=20$ ) <sup>(1)</sup>	混合平均すきまによる計算 <sup>(2)</sup>
凹形 $\gamma=1$		0.01521	0.01517
凸形 $\gamma=1$		0.01121	0.01124
余 弦 波 状	$\gamma=0.2$	0.01039	0.01038
	$\gamma=0.5$	0.01071	0.01071
	$\gamma=1$	0.01134	0.01136
	$\gamma=2$	0.01200	0.01205
	$\gamma=5$	0.01238	0.01245

(1) 分割数  $M \times N' = 801 \times 11$

(2) 分割数  $M = 41$

なお、電子計算機DIPS 11-45による計算所要時間は厳密解 ( $M \times N' = 801 \times 11$ ) では1,600～1,800秒、混合平均すきまによる計算 ( $M \times N' = 41 \times 2$ ) では120～130秒で、混合平均すきまを用いることにより大幅に計算時間が節約できる。厳密解における計算精度を見積るため、単一余弦波モデルの流路コンダクタンスとすきまの混合比について、分割数として表5.5の計算を行った  $M \times N' = 41 \times 21$  の場合と、この  $1/2$  倍および2倍の場合について計算した結果を図5.17に示す。

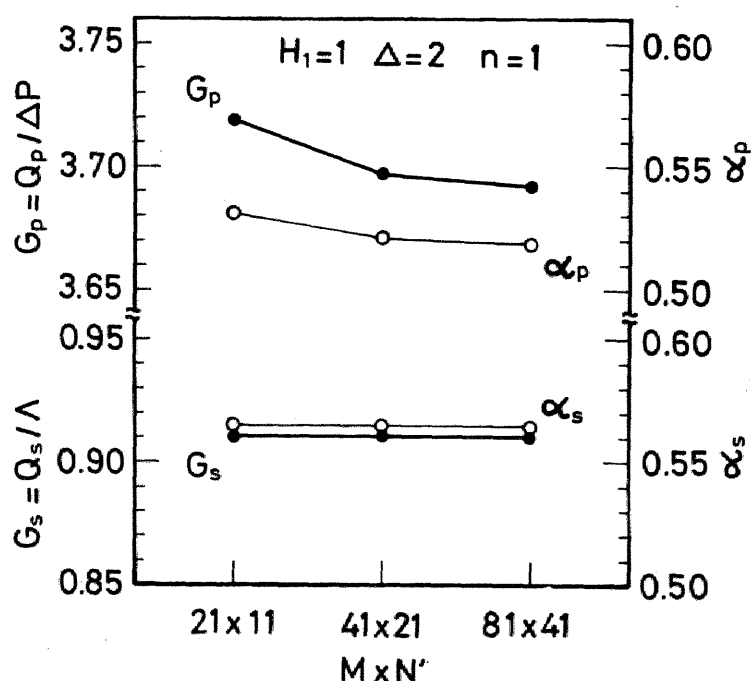


図 5.17 厳密解の数値計算精度

剪断流れの流路コンダクタンス  $G_s$  はこの範囲内では分割数にほとんど依存しないが、圧力流れの流路コンダクタンスは分割数を増やすにしたがって漸減し、一定値に収束する傾向にある。式 (5.1) が 2 階微分を含むことから、離散値化誤差が分割区間の長さの 2 乗に反比例するものとする、真の流路コンダクタンスは剪断流れでは  $G_s = 0.91041$ 、圧力流れでは  $G_p = 3.69015$  と見積ることができる。これを真の値とすれば、 $41 \times 21$  分割の場合の誤差は剪断流れでは 0.02%、圧力流れでは 0.2% と推定できる。

## 5.7 結 論

本章によって得られた結果を要約すると以下のようになる。

- (1) 走行面に平行なスライダに二次元粗さがある場合の流路コンダクタンスは、算術平均すきまから求めたそれより小さく、調和平均すきまから求めたそれより大きい。
- (2) 粗さの 1 波長に相当する単位粗さモデルとして、すきまがスライダの中心に対して対称なものを選べば、この単位粗さが規則的に分布した平行スライダの流路コンダクタンスは、粗さの山数には依存せず、粗さの深さのみに依存する。
- (3) 二次元粗さをもつ面と等価な平滑面は、算術平均と調和平均とを混合したすきま、すなわち、圧力流れについては  $\bar{H}^3 = \alpha_p \tilde{H}^3 + (1 - \alpha_p) \hat{H}^3$  で、剪断流れについては、 $\bar{H} = \alpha_s \tilde{H} + (1 - \alpha_s) \hat{H}$  で与えられる。
- (4) 混合平均すきまを用いたレイノルズ方程式を導入し、その計算手法を示すとともに、これを用いた計算結果と厳密解とを比較し、両者がよい一致を示すことを確認した。
- (5) 異方性のある粗さでは、すきまの混合比  $\alpha_p$ 、 $\alpha_s$  は Peklenik 係数  $\gamma$  に依存し、 $\gamma$  が小さい場合には平行粗さの特性に、 $\gamma$  が大きい場合には直交粗さの特性に近づく。

## 第6章 ストークス粗さをもつスライダ軸受 (連続流れの場合)<sup>(61)</sup>

### 6.1 緒 言

流体潤滑特性に及ぼす面粗さの影響については、これまでに数多くの研究が発表されている。これらのほとんどは面粗さのある場合にもレイノルズ方程式がそのまま成立するものとして、何らかの形ですきまを平均化し、この平均量を用いてレイノルズ方程式を解くというもので、このときの面粗さはレイノルズ粗さと呼ばれている。しかし、すきまが面粗さの波長と同程度までに微小になると、すきまの変化を微小量とするレイノルズ方程式の仮定が成り立たなくなってくる。この場合にはナビエ・ストークスの方程式そのものを解析の対象としなければならないため、そのような面粗さはストークス粗さと呼ばれている。ストークス粗さについては、Sunらによるすきま／軸受長の比  $\varepsilon = h_0/l$  を微小量とする摂動解<sup>(19)</sup>、Elrodらによる粗さの振幅  $\delta$  を微小量とする摂動解<sup>(13,20)</sup>がある。しかし、スライダ軸受への適用例でみると、負荷容量に及ぼすストークス粗さの影響は、前者<sup>(19)</sup>のほうが後者<sup>(13)</sup>に比して約4倍も大きいので、定量的に特性を知るためにはさらに厳密な検討が必要である。ストークス粗さが実用上に問題となる例として、磁気ディスク装置に用いられている気体軸受を応用した浮動ヘッドがある。記録密度を高めるために浮動ヘッドには  $0.3\ \mu\text{m}$  もの微小な軸受すきまが実用に供されるようになった<sup>(46)</sup>。このような微小すきまでは潤滑膜の圧縮性の影響が増大するが、圧縮性の条件のもとにストークス粗さの影響を解析した報告はまだない。

本章では非圧縮性および圧縮性の潤滑膜に関して圧力、速度のほかに流量をも被摂動量とする解法を示すと同時に、すきまの平均化の手法を用いず直接に面粗さをもつすきま形状に対して数値計算を実行し、流量、負荷容量、摩擦力に及ぼすストークス粗さの波長と振幅の影響を明らかにした。圧縮性を考慮した場合には流れの連続条件を表す式が非線形となるため、摂動解においても二次の圧力を陽に求めることはできない。本章では流れの連続条件を表す式に部分積分法を適用し、圧力変動項を速度で置換して二次の圧力を陽に求める方法を提案し、この方法が圧縮性の評価に有用であることを示した。

## 6.2 基礎方程式

ストークス粗さの基礎的特性を把握することを目的とする本章では、図 6.1 に示すような静止しているスライダ面上にのみ粗さがあり、走行面は平滑な場合について扱うこととする。図 6.1 に示す潤滑領域において、すきま方向の圧力こう配を考慮した二次元のナビ

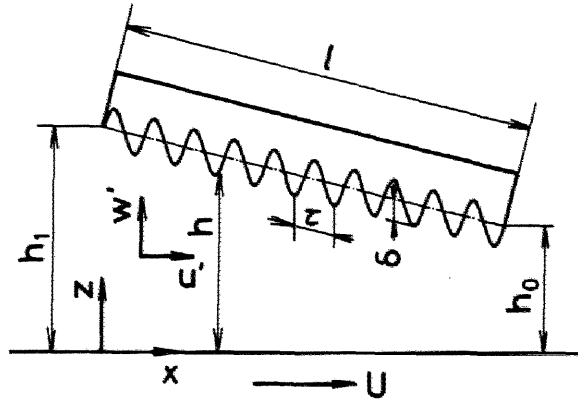


図 6.1 正弦波状面粗さのあるスライダ軸受と諸元

エ・ストークスの方程式は無次元表示した形で次のように表される。

$$\frac{\partial P}{\partial X} = \frac{A}{6} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial Z^2} + \epsilon^2 \frac{\partial^2 u}{\partial X^2} \right) \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial P}{\partial Z} = \frac{A}{6} \left( \epsilon^2 \frac{\partial^2 w}{\partial Z^2} + \epsilon^4 \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \right) \quad (6.2)$$

ここで  $A$  は圧縮性定数で圧縮性潤滑問題と互換性をとるため、このような無次元表示を用いた。流れの連続条件は非圧縮性流体および等温変化の圧縮性流体に対してそれぞれ次式で与えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial X} + \frac{\partial w}{\partial Z} = 0 \quad (\text{非圧縮性流体}) \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial(Pu)}{\partial X} + \frac{\partial(Pw)}{\partial Z} = 0 \quad (\text{圧縮性流体})(6.3)'$$

速度境界条件は

$$\left. \begin{aligned} (u)_{Z=0} &= 1, & (w)_{Z=0} &= 0 \\ (u)_{Z=H} &= 0, & (w)_{Z=H} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.4)$$

さらに境界条件としては圧力境界条件が必要である。圧力境界条件と速度とを関連付ける定数として流量を用いる。流線が壁面と一致するため流量はスライダ面での流れ関数の走行面に対する増分で与えられる。したがって次式が得られる。

$$Q = \int_0^H u dZ \quad (\text{非圧縮性流体})(6.5)$$

$$Q = \int_0^H (Pu) dZ \quad (\text{圧縮性流体})(6.5)'$$

普通は  $\varepsilon = h_0/l$  は  $10^{-3}$  程度の微小量である。式(6.1), (6.2)および(6.3)あるいは(6.3)'には  $\varepsilon$  の一次項は含まれないので, 圧力, 速度, 流量を以下のように  $\varepsilon^0$ ,  $\varepsilon^2$  の2項に展開する。

$$\left. \begin{aligned} P &= P_0 + \varepsilon^2 P_2, & u &= u_0 + \varepsilon^2 u_2 \\ w &= w_0 + \varepsilon^2 w_2, & Q &= Q_0 + \varepsilon^2 Q_2 \end{aligned} \right\} \quad (6.6)$$

式(6.6)を式(6.1), (6.2)および(6.3)あるいは(6.3)'に代入すれば  $\varepsilon^0$ ,  $\varepsilon^2$  の2項に関して以下の方程式が得られる。

(1)  $\varepsilon^0$  項

$$\frac{\partial P_0}{\partial X} = \frac{A}{6} \frac{\partial^2 u_0}{\partial Z^2} \quad (6.7)$$

$$\frac{\partial P_0}{\partial Z} = 0 \quad (6.8)$$

$$\frac{\partial u_0}{\partial X} + \frac{\partial w_0}{\partial Z} = 0 \quad (\text{非圧縮性流体})(6.9)$$

$$\frac{\partial(P_0 u_0)}{\partial X} + \frac{\partial(P_0 w_0)}{\partial Z} = 0 \quad (\text{圧縮性流体}) (6.9)'$$

$\varepsilon^0$  項の解法は通常のレイノルズ方程式を導入する手順と同じであるため省略し、ここでは結果だけを示す。 $u_0, w_0$  は次式で与えられる。

$$u_0 = BZ^2 + CZ + D \quad (6.10)$$

$$w_0 = B'Z^3 + C'Z^2 + D'Z \quad (6.11)$$

ここで、 $B, C, D; B', C', D'$  は  $X$  のみの関数で非圧縮性流体、圧縮性流体に対してそれぞれ表 6.1 のように与えられる。また 0 次の流量条件からレイノルズ方程式を 1 回積分した形の次式を得る。

$$-H^3 \frac{\partial P_0}{\partial X} + \Lambda H = 2\Lambda Q_0 \quad (\text{非圧縮性流体}) (6.12)$$

$$-P_0 H^3 \frac{\partial P_0}{\partial X} + \Lambda P_0 H = 2\Lambda Q_0 \quad (\text{圧縮性流体}) (6.12)'$$

表 6.1 速度係数

	非圧縮性流体	圧縮性流体
B	$\frac{3}{\Lambda} \frac{\partial P_0}{\partial X}$	
C	$-\frac{3H}{\Lambda} \frac{\partial P_0}{\partial X} - \frac{1}{H}$	
D	1	
B'	$-\frac{1}{3} \frac{\partial B}{\partial X}$	$-\frac{1}{3P_0} \frac{\partial(P_0 B)}{\partial X}$
C'	$-\frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial X}$	$-\frac{1}{2P_0} \frac{\partial(P_0 C)}{\partial X}$
D'	0	$-\frac{1}{P_0} \frac{\partial P_0}{\partial X}$

式(6.12)あるいは(6.12)'は $P_0$ に対する境界条件 $(P_0)_{x=0} = (P_0)_{x=1} = 1$ を与えれば解くことができる。レイノルズ粗さとしての無次元負荷容量 $W_0$ 、無次元摩擦力 $F_0$ は次式により求められる。

$$W_0 = \int_0^1 (P_0 - 1) dX, \quad F_0 = \int_0^1 \left( \frac{\partial u_0}{\partial Z} \right)_{Z=H} dX \quad (6.13)$$

(2)  $\varepsilon^2$  項

$$\frac{\partial P_2}{\partial X} = \frac{A}{6} \left( \frac{\partial^2 u_2}{\partial Z^2} + \frac{\partial^2 u_0}{\partial X^2} \right) \quad (6.14)$$

$$\frac{\partial P_2}{\partial Z} = \frac{A}{6} \frac{\partial^2 w_0}{\partial Z^2} \quad (6.15)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial X} + \frac{\partial w_2}{\partial Z} = 0 \quad (\text{非圧縮性流体}) \quad (6.16)$$

$$\frac{\partial (P_0 u_2 + P_2 u_0)}{\partial X} + \frac{\partial (P_0 w_2 + P_2 w_0)}{\partial Z} = 0 \quad (\text{圧縮性流体}) \quad (6.16)'$$

速度の境界条件は

$$\left. \begin{aligned} (u_2)_{Z=0} &= 0, & (u_2)_{Z=H} &= 0 \\ (w_2)_{Z=0} &= 0, & (w_2)_{Z=H} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.17)$$

流量条件は

$$\int_0^H u_2 dZ = Q_2 \quad (\text{非圧縮性流体}) \quad (6.18)$$

$$\int_0^H (P_0 u_2 + P_2 u_0) dZ = Q_2 \quad (\text{圧縮性流体}) \quad (6.18)'$$

で与えられる。 $\varepsilon^2$ 項の解法は非圧縮性流体、圧縮性流体とに分けて次節で述べる。

### 6.3 非圧縮性流体の場合

#### 6.3.1 $\varepsilon^2$ 項の解法

式(6.14)、(6.15)より $P_2$ を消去すると次式を得る。



$$\frac{\partial^3 u_2}{\partial Z^3} = \frac{\partial^3 w_0}{\partial X \partial Z^2} - \frac{\partial^3 u_0}{\partial X^2 \partial Z} = RZ + S \quad (6.19)$$

ここで,

$$R = 6 \frac{\partial B'}{\partial X} - 2 \frac{\partial^2 B}{\partial X^2}, \quad S = 2 \frac{\partial C'}{\partial X} - \frac{\partial^2 C}{\partial X^2} \quad (6.20)$$

式(6.19)を $Z$ に関して3回積分すれば次式を得る。

$$u_2 = \frac{1}{24} RZ^4 + \frac{1}{6} SZ^3 + \frac{1}{2} TZ^2 + UZ + V \quad (6.21)$$

$T$ ,  $U$ ,  $V$ は $X$ のみの関数で表される積分定数で速度の境界条件(6.17)の第1, 第2式, 流量条件(6.18)により以下のように求められる。

$$T = -\frac{3}{20} RH^2 - \frac{1}{2} SH - \frac{12}{H^3} Q_2 \quad (6.22)$$

$$U = \frac{1}{30} RH^3 + \frac{1}{12} SH^2 + \frac{6}{H^2} Q_2 \quad (6.23)$$

$$V = 0 \quad (6.24)$$

式(6.10), (6.21)を式(6.14)に代入して, $X$ に関して積分し, さらに表6.1の非圧縮性流体の場合の関係式を用いると次式を得る。

$$P_2(X, Z) = \frac{A}{6} \left( \frac{\partial w_0}{\partial Z} + \int_0^X T dX + \alpha \right) \quad (6.25)$$

ここで $\alpha$ は積分定数で, 一般には $Z$ の関数であるが, $P_2$ について式(6.15)が成り立つことからわかるように $\alpha$ は定数 $\alpha_0$ となる。 $P_2$ の境界条件

$$(P_2)_{X=0, Z=H} = 0, \quad (P_2)_{X=1, Z=H} = 0 \quad (6.26)$$

の第1式より $\alpha_0$ , 第2式より $Q_2$ がそれぞれ以下のように求められる。

$$\alpha_0 = -\left(\frac{\partial w_0}{\partial Z}\right)_{X=0, Z=H} \quad (6.27)$$

$$Q_2 = \frac{\left[\frac{\partial w_0}{\partial Z}\right]_{X=0, Z=H}^{X=1, Z=H} - \int_0^1 \left(\frac{3}{20}RH^2 + \frac{1}{2}SH\right)dX}{12 \int H^{-3}dX} \quad (6.28)$$

$Q_2$  が求まれば式 (6.22) より  $T$  が定まり、さらに式 (6.27), (6.28) を式 (6.25) に代入すれば、 $P_2$  は次式で与えられる。

$$P_2(X, Z) = \frac{A}{6} \left( \left[\frac{\partial w_0}{\partial Z}\right]_{X=0}^{X=X} + \int_0^X T dX \right) \quad (6.29)$$

また、無次元負荷容量  $W_2$ 、無次元摩擦力  $F_2$  は次式より求められる。

$$\left. \begin{aligned} W_2 &= \int_0^1 (P_2)_{Z=H} dX \\ F_2 &= \int_0^1 \left( \frac{\partial u_2}{\partial Z} - \frac{\partial w_0}{\partial X} \right)_{Z=H} dX \end{aligned} \right\} \quad (6.30)$$

したがって、ストークス粗さのときの流量  $Q$ 、負荷容量  $W$ 、摩擦力  $F$  はそれぞれ次式で与えられる。

$$Q = Q_0 + \varepsilon^2 Q_2, \quad W = W_0 + \varepsilon^2 W_2, \quad F = F_0 + \varepsilon^2 F_2 \quad (6.31)$$

### 6.3.2 計算結果

正弦波状の面粗さについて数値計算を行い、ストークス粗さの効果を表す式 (6.31) の  $\varepsilon^2$  項の  $Q_2$ 、 $W_2$  および  $F_2$  を求めた。圧力  $P_0$  は有限要素法により計算した<sup>63)</sup>。数値微分、数値積分によって生じる誤差の影響を減らすために長さ方向に分割した節点数は最大 4000 までとり、有効けた数 16 けた (倍精度) で計算した。すきま形状は

$$H = H_1 - (H_1 - 1)X + \Delta \sin(2n\pi X) \quad (6.32)$$

で与えた。ここで  $\Delta = \delta/h_0$  ( $\delta$  は粗さの振幅)、 $n$  は粗さの山数である。

図 6.2 に  $Q_0$  および  $Q_2/n^2$  と  $n$  との関係を示す。 $Q_0$  は  $n$  の増加とともに、急速に一定値に漸近する。これは  $\Delta = 0.6$  のように粗さの振幅が非常に大きい場合にも  $n =$

10 ～ 20 程度から平均すきまの近似が適用できることを示している<sup>(62),(63)</sup>。一方、二次流量  $Q_2$  については、 $n$  の増加に対して、 $Q_0$  に比して収束は遅いが、 $Q_2/n^2$  が一定値に漸近する。すなわち  $Q_2$  は  $n$  が十分大きければ  $n^2$  に比例することを示している。また  $Q_2$  が負値であることからストークス粗さの効果が流量を減らす、すなわち流路抵抗を増大させる方向に作用することがわかる。 $Q_2$  が  $n^2$  に比例する関係は式 (6.28) から解析的にも導くことができる。式 (6.12) を用いると

$$B = 3H^{-2} - 6Q_0H^{-3} \quad (6.33)$$

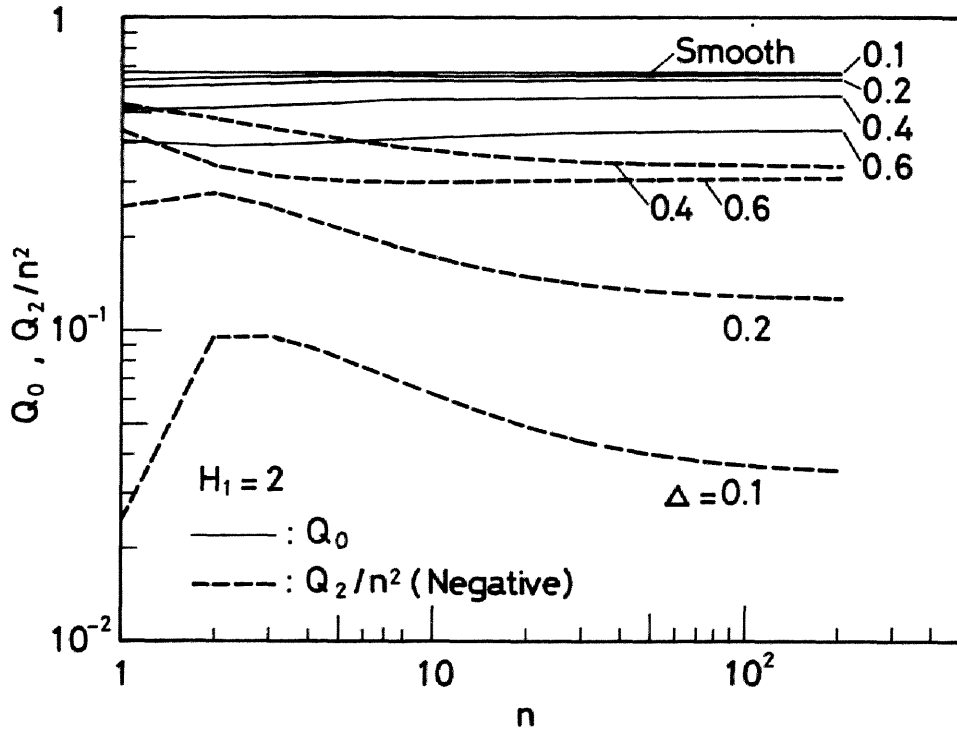


図 6.2 流量と面粗さの山数との関係

と表される。一方、表 6.1 に示すように  $C = -BH - H^{-1}$  であるから

$$C = -4H^{-1} + 6Q_0H^{-2} \quad (6.34)$$

となる。式 (6.33), (6.34) を用いると式 (6.28) は

$$Q_2 = \frac{\left[ (2H^{-1} - 6Q_0H^{-2}) \frac{\partial H}{\partial X} \right]_{X=0}^{X=1} + \frac{1}{5} \int_0^1 \left\{ \beta \left( \frac{\partial H}{\partial X} \right)^2 + \gamma \frac{\partial^2 H}{\partial X^2} \right\} dX}{12 \int_0^1 H^{-3} dX} \quad (6.35)$$

ここで

$$\beta = 14H^{-2} - 36Q_0H^{-3}, \quad \gamma = 2H^{-1} - 6Q_0H^{-2} \quad (6.36)$$

と変換できる。式(6.35)の分子の第2項に $(\partial H / \partial X)^2$ ,  $\partial^2 H / \partial X^2$ を含んでいるため,  $n$ が十分大きければ $Q_2$ が $n^2$ に比例する関係にあることがわかる。

図6.3に負荷容量 $W_0$ ,  $W_2/n^2$ と $n$ , 図6.4に摩擦力 $F_0$ ,  $F_2/n^2$ と $n$ との関係を示す。 $W_2/n^2$ ,  $F_2/n^2$ ともに $n$ の増加とともに一定値に漸近するが,  $W_0$ ,  $F_0$ に比して飽和に達するのが遅く, また $\Delta$ が小さい程この傾向は顕著となる。例えば,  $\Delta = 0.1$ では $n = 100$ 近傍でも $W_2/n^2$ ,  $F_2/n^2$ はなお漸減するが, 一方 $\Delta = 0.6$ では $n = 10$ 程度でこれらの値はほぼ飽和に達する。ストークス粗さの効果が $n^2$ に比例して増大する関係は数値計算上極めて有用である。 $n$ の増加とともに必要な節点数が増大するため, 膨大なメモリと多大の計算時間が必要となるが,  $W_2/n^2$ が飽和すればそれ以上の $n$ については計算する必要がなくなるからである。 $W_2/n^2$ が一定の関係を用いるとストークス粗さとしての負荷容量 $W$ は粗さの波長 $\tau$ と最小すきま $h_0$ の

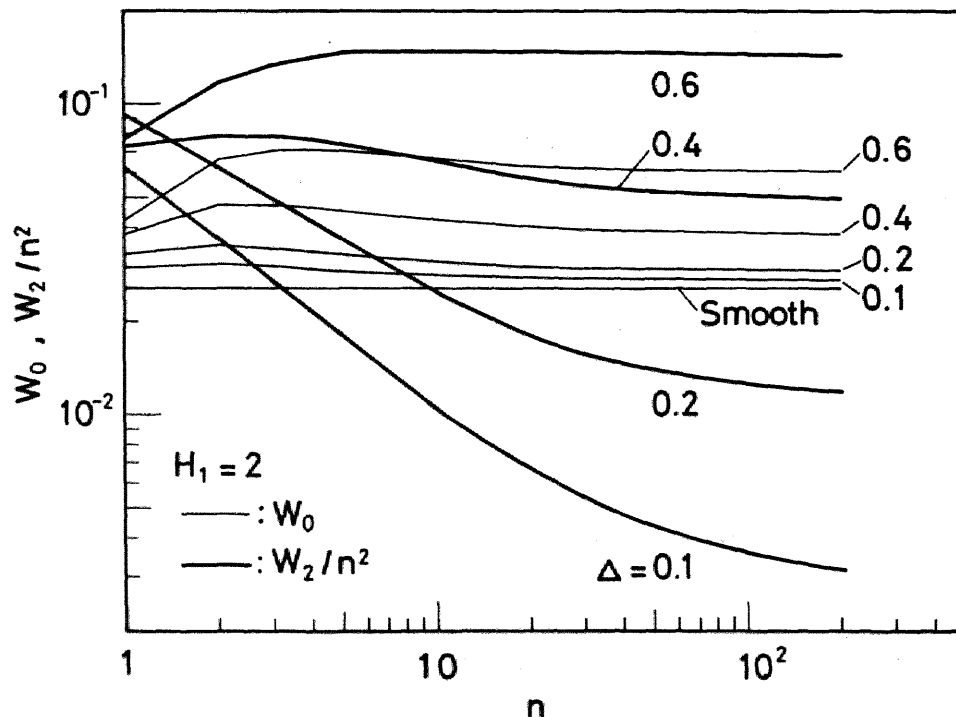


図 6.3 負荷容量と面粗さの山数との関係

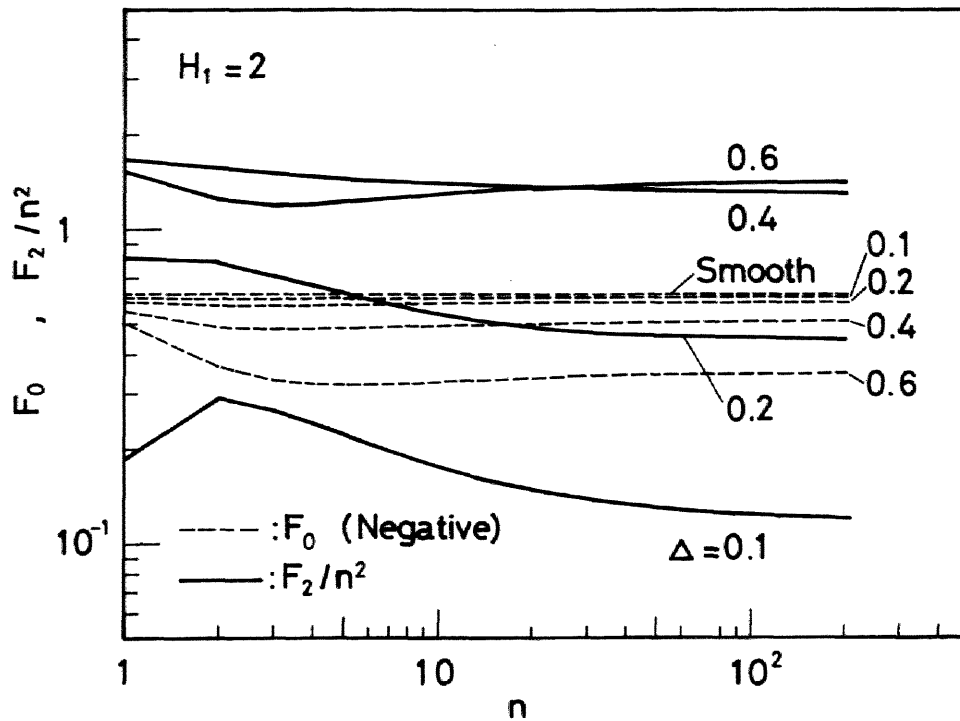


図 6.4 摩擦力和面粗さの山数との関係

比によって一義的に決まることがわかる。すなわち  $\epsilon = h_0 / l = h_0 / (n\tau)$  を式 (6.31) の第 2 式に代入すると

$$W = W_0 + \left( \frac{h_0}{\tau} \right)^2 \frac{W_2}{n^2} \quad (6.37)$$

となる。 $n$  が十分大きければ  $W_2/n^2$  が一定となるため  $W$  は、 $n$  には直接依存せず  $(h_0/\tau)^2$  に比例するようになることがわかる。 $Q$ 、 $F$  についても同様の関係が成り立つ。

図 6.5 は本計算結果と従来理論とを比較したものである。従来理論としては  $\epsilon$  と  $\Delta$  とを微小量とする摂動解を用いてランダム粗さの特性を求めた Sun の結果<sup>(19)</sup> と  $\Delta$  を微小量とする摂動解を用いて正弦波状粗さの特性を求めた Elrod の結果<sup>(13,20)</sup> とがあるが、図に示すように両者の間で  $W_2$  に 4 倍もの差が生じることが知られている。本計算結果は  $n = 400$  での  $W_2/n^2$  を用いて式 (6.37) より求めたもので、Elrod の結果<sup>(13)</sup> に近い値を示している。 $\Delta$  が小さいので本計算結果で用いた  $n = 400$  でも図 6.3 に示すように  $W_2/n^2$  は  $n$  に対して飽和に達せず、なお漸減する。したがって  $n$  がもっと大きいときの  $W_2/n^2$  を用いれば本計算結果はさらに Elrod の計算結果に接近することにな

る。Elrod は Sun が用いた  $\epsilon$  を微小量とする摂動解そのものに誤りがあると指摘しているが、本手法は  $\epsilon$  を微小量とする点では Sun の手法と同じであるため、Elrod の指摘はあたらない。Sun の手法には計算過程に誤りがあるものと思われる。なお Elrod の方法は  $\Delta$  を微小量としているため  $\Delta$  の大きな領域に適用するにあたってはおのずと制限を受ける。

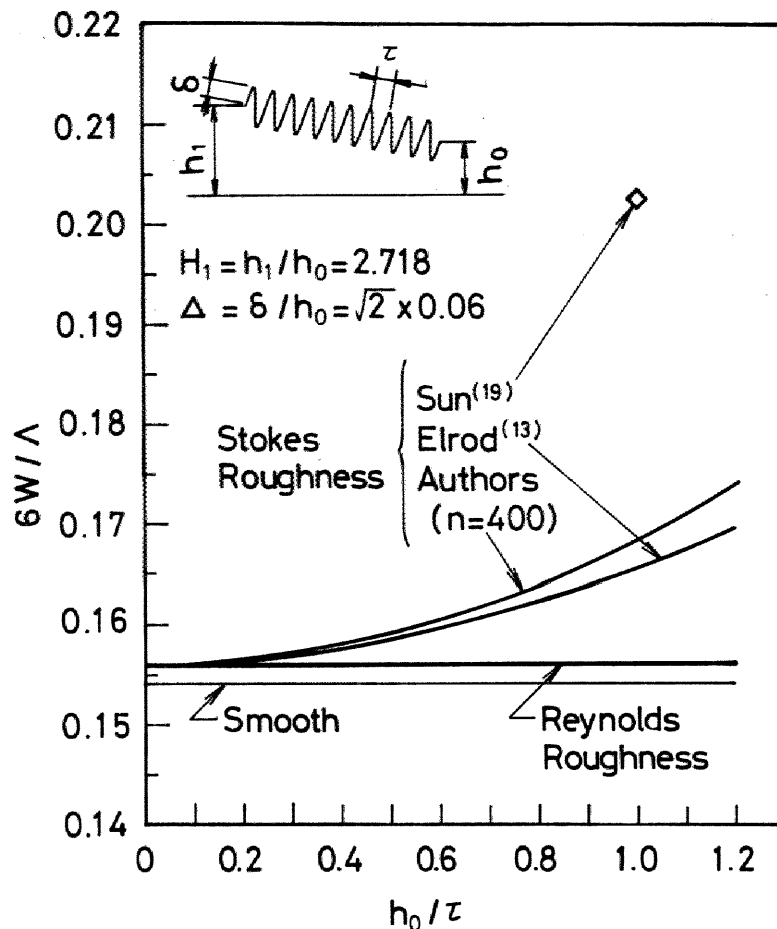


図 6.5 負荷容量と面粗さの波長との関係

図 6.6 は粗さの振幅の影響を示したものである。 $Q_0$ ,  $W_0$ ,  $F_0$  で示されるレイノルズ粗さの効果は  $\Delta < 0.1$  では  $\Delta$  に対してほぼ水平であり、非常に小さいことがわかる。一方  $Q_2/n^2$ ,  $W_2/n^2$ ,  $F_2/n^2$  で示されるストークス粗さの効果はほぼ  $\Delta^2$  に比例して増大する。これらの関係は  $\Delta$  を微小量とする Elrod の結果と一致するが、 $\Delta$  が 0.2 程度以上になるとこの関係がずれはじめる。例えば  $W_2/n^2$  の増加率は  $\Delta > 0.2$  では加速される傾向にある。すなわち  $\Delta$  を微小量とする摂動解は負荷容量を低く見積

ることになる。 $Q_2/n^2$ ,  $F_2/n^2$ については $\Delta = 0.5$ 付近で最大となり $\Delta > 0.5$ で減少しはじめる。これはこの領域で $Q_0$ ,  $F_0$ が大きく減少する影響を受けるためと思われる。

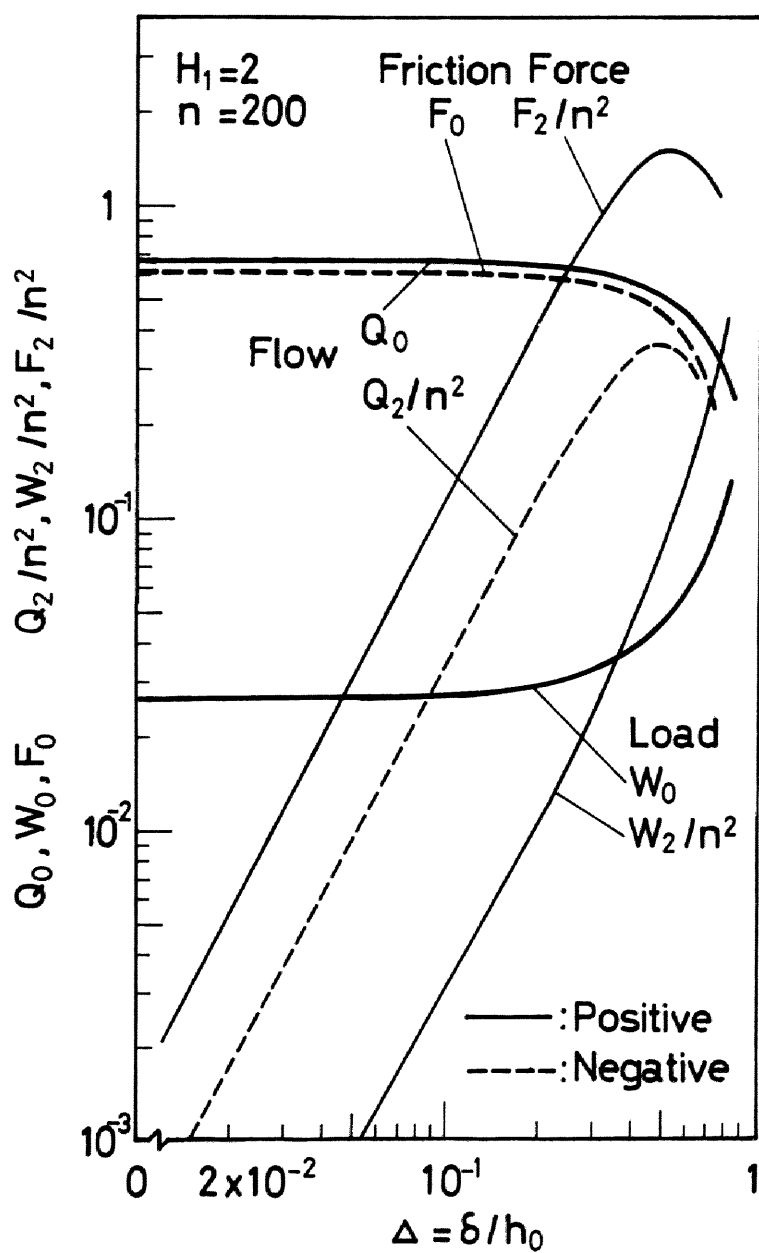


図 6.6 面粗さの振幅の影響

## 6.4 圧縮性流体の場合

### 6.4.1 $\epsilon^2$ 項の解法

非圧縮性流体の場合と異なるのは流量条件式 (6.18)' のみである。したがって表 6.1 の圧縮性の場合の値を用いれば  $u_2$  は形の上では非圧縮性流体の場合と同じ式 (6.21) で与えられる。積分定数  $T$ ,  $U$ ,  $V$  は境界条件 (6.17), 流量条件 (6.18)' により求めることになるが, 式 (6.18)' の第 2 項に未知数  $P_2$  を含むため, 積分を実行することができない。これを残した形で表示すると

$$T = -\frac{3}{20}RH^2 - \frac{1}{2}SH + \frac{12}{H^3P_0} \int_0^H P_2 u_0 dZ - \frac{12}{H^3P_0} Q_2 \quad (6.38)$$

$$U = \frac{1}{30}RH^3 + \frac{1}{12}SH^2 - \frac{6}{H^2P_0} \int_0^H P_2 u_0 dZ + \frac{6}{H^2P_0} Q_2 \quad (6.39)$$

$$V = 0 \quad (6.40)$$

また, 式 (6.28) に対応して  $Q_2$  は次式で与えられる。

$$Q_2 = \frac{\left[ \frac{\partial w_0}{\partial Z} \right]_{X=0, Z=H}^{X=1, Z=H} - \int_0^1 \left( \frac{3}{20}RH^4 + \frac{1}{2}SH^3 \right) dX + \frac{12}{H^3P_0} \int_0^1 \int_0^H (P_2 u_0) dZ dX}{12 \int_0^1 \frac{1}{H^3P_0} dX} \quad (6.41)$$

式 (6.38) (6.41) を用いれば, 二次の圧力  $P_2$  は形の上では非圧縮性流体の場合と同じ式 (6.29) で与えられる。

### 6.4.2 計算結果

式 (6.41) は分子の第 3 項に未知数  $P_2$  を含んでいる。これは  $P_2$  の圧縮性の効果を示す式 (6.18)' の第 2 項に起因するもので, このため式 (6.41) は厳密には式 (6.29), (6.38) と連立した積分方程式を解かないと求められない。そこで  $P_2$  の圧縮性の影響について以下の 3 種の方法を用いて比較した。

- (i)  $P_2$  を非圧縮性とする方法:  $P_2$  の圧縮性の効果を示す式 (6.18)' の第 2 項を無視する。
- (ii)  $P_2$  の圧縮性の一部を考慮する近似解法: 式 (6.18)' の第 2 項に部分積分を行う。



$$\int_0^H (P_2 u_0) dZ = P_2 \int_0^H u_0 dZ - \int_0^H \left( \frac{\partial P_2}{\partial Z} \int_0^Z u_0 dZ \right) dZ \quad (6.42)$$

$P_2$ を含む第1項は無視する。第2項に式(6.10), (6.15)を代入し積分を実行すると(6.18)'の第2項

$$= -\frac{A}{6} \left\{ \frac{2}{5} BB' H^3 + \frac{1}{12} (9CB' + 2BC') H^4 + \frac{1}{3} (6DB' + CC') H^3 + DC' H^2 \right\} \quad (6.43)$$

となる。この式は $P_0$ と $H$ の関数で、 $P_2$ を含まないため式(6.29)の $P_2$ は陽に求められる。

- (iii) 逐次近似法： $P_2$ を非圧縮性とする(i)の解を初期値とし、式(6.29), (6.38) (6.41)を連立させて、 $P_2$ を逐次近似法で求める。なお(i), (ii), (iii)の計算において精度は非圧縮性の場合と同一にした。

図6.7は平滑スライダについて上記(i), (ii), (iii)の方法で二次の負荷容量 $W_2$ を求めたもので、 $P_0$ ,  $P_2$ ともに非圧縮性とした解をも合わせて示した。平滑スライダでは圧縮性の効果が早くから現れ、圧縮性定数 $A$ が小さいときから非圧縮性の解との差が生ずるようになる。近似解(ii)は(i)と(iii)との中間の値をとり、 $A < 2$ では逐次近似で求めた厳密解(iii)とよい一致を示しているが $A$ の増加とともに(i)の解に近づく傾向にある。なお $A > 10$ では逐次近似法(iii)では収束解が得られなかった。

図6.8は山数 $n$ の効果を求めたもので、近似解(ii)を実線で、 $P_2$ を非圧縮性とする解(i)を点線で示した。例えば $A = 20$ について比較すると $n$ が小さい場合には両者の差は大きい、 $n > 20$ では両者はよい一致を示し、 $n = 200$ では差は0.5%以下となる。これは $n$ が小さい場合には $P_2$ の圧縮性の効果は大きく現れるが、 $n$ が大きくなるにしたがってこの効果が小さくなることを示している。すなわち $n$ がある程度以上に大きくなれば $P_2$ の圧縮性の効果は無視してさしつかえなくなる。近似解(ii)によって広範囲にわたって圧縮性の評価が可能であるため、以下の計算ではこの方法を用いた。

図6.7, 6.8より次のことがわかる。圧縮性の効果が大きくなるにしたがって $W_2$ は減少し負の値となる。すなわちストークス粗さは非圧縮性の場合には負荷容量を増大させるが、圧縮性の効果が大きい場合には非圧縮性の場合と反対に負荷容量を減少

させるように作用する。しかし高い $\lambda$ の値に対しても $n$ が十分大きければ $P_2$ の圧縮性の効果は無視してもよい。

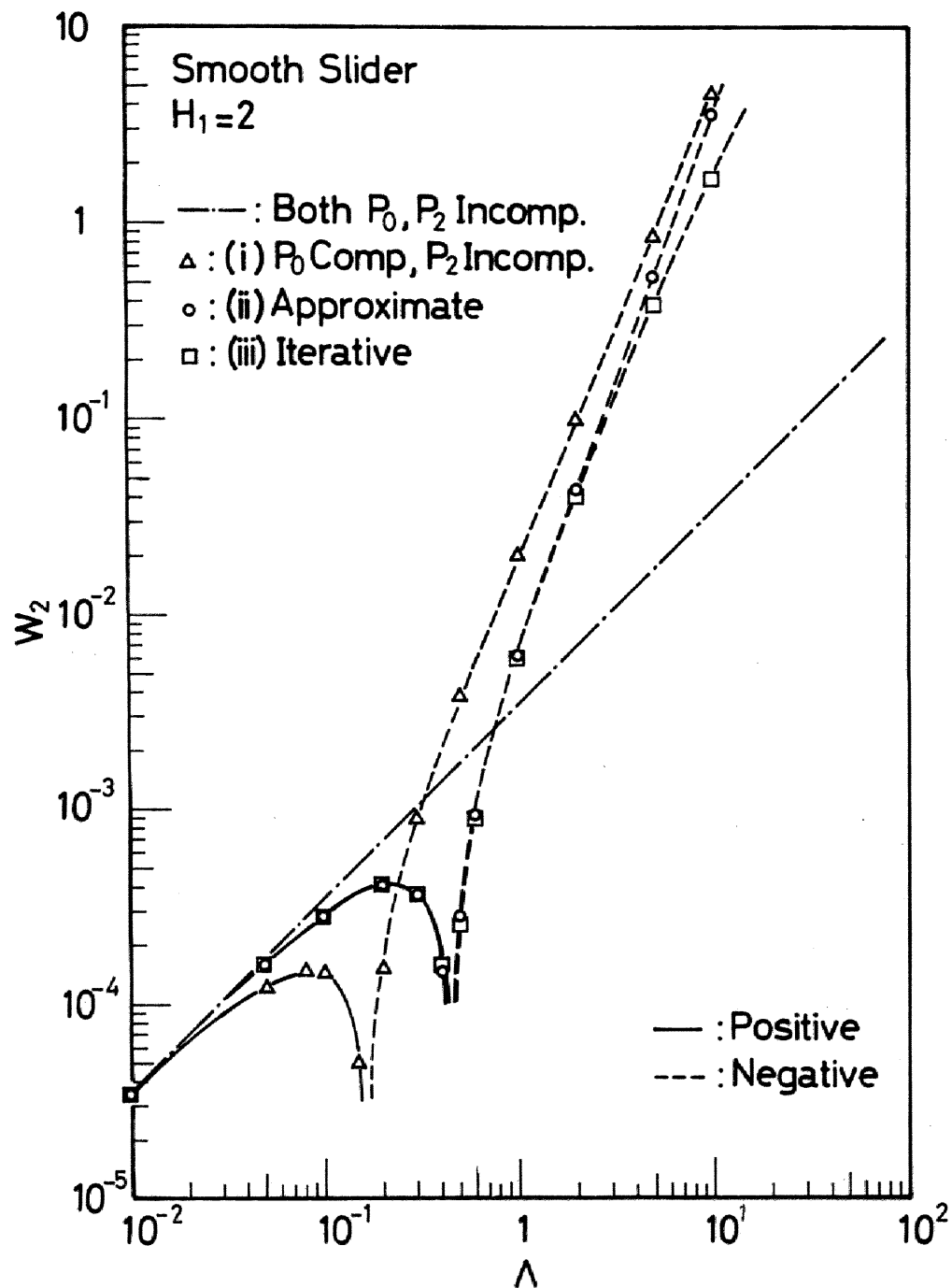


図 6.7 二次の負荷容量に及ぼす圧縮性の効果（平滑傾斜平面スライダ）

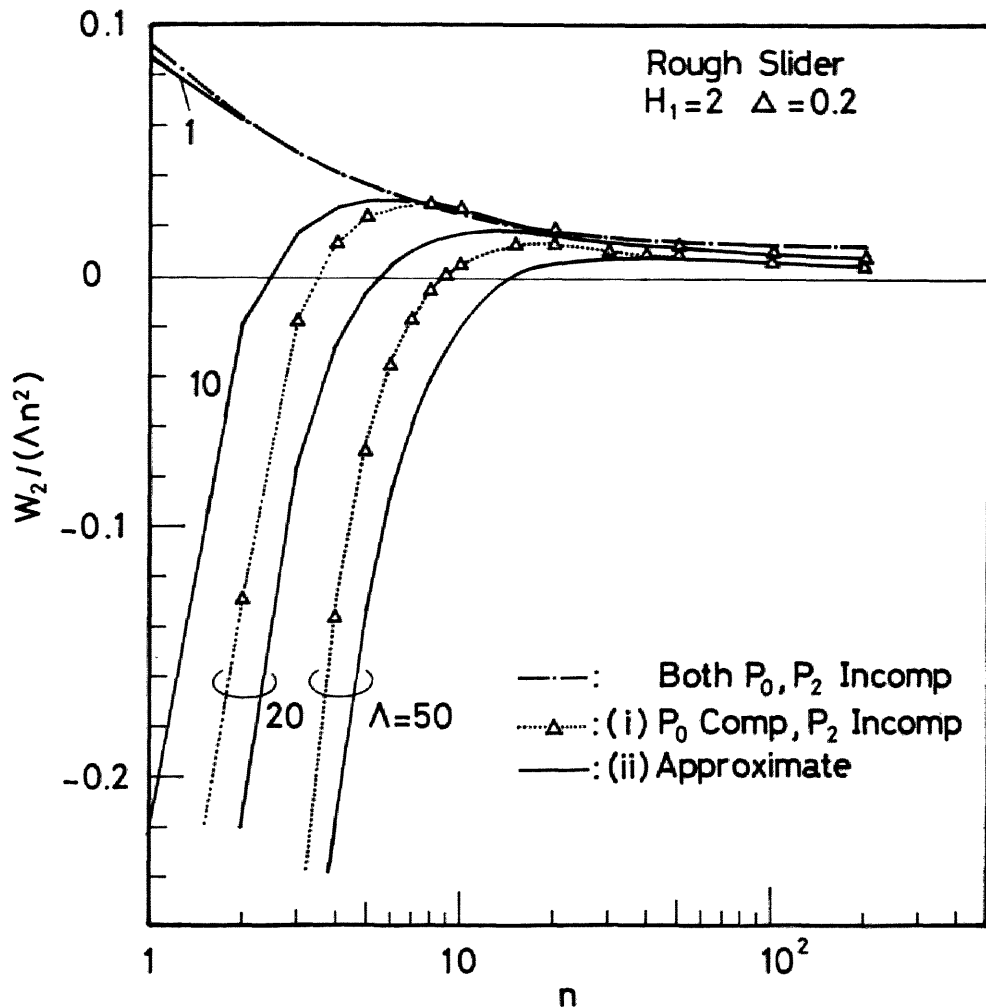


図 6.8 二次の負荷容量に及ぼす圧縮性の効果（粗さのある傾斜平面スライダ）

図 6.9 は粗さの影響だけに注目するため、平行スライダについて二次の流量  $Q_2$  を求めたものである。低  $\Lambda$  値では  $Q_2$  は  $\Lambda$  に対して一定で、負の値であり、ストークス粗さが流路抵抗を増大させる効果があることを示している。しかし  $\Lambda$  がある値以上になると  $Q_2$  は増加し、正值となる。これは圧縮性の効果が大きくなるとストークス粗さは流量を増やす、すなわち等価的に流路抵抗を減少させる効果があることを示している。これは上述の非圧縮性の場合には負荷容量を増加させ、圧縮性の効果が大きい場合には負荷容量を減少させる関係と対応している。 $Q_2 = 0$  となる  $\Lambda$  の値は山数  $n$  にほぼ比例して高い  $\Lambda$  値に移動する。これは粗さの波長  $\tau$  で無次元化したローカルな圧縮性定数  $\Lambda^* = 6\mu U\tau / (p_a h_0^2)$  が  $n$  の増加とともに小さくなることに対応しており、 $P_2$  の圧縮性の効果が粗さの波長に対応したローカルな圧縮性定数  $\Lambda^*$  で評価されることを

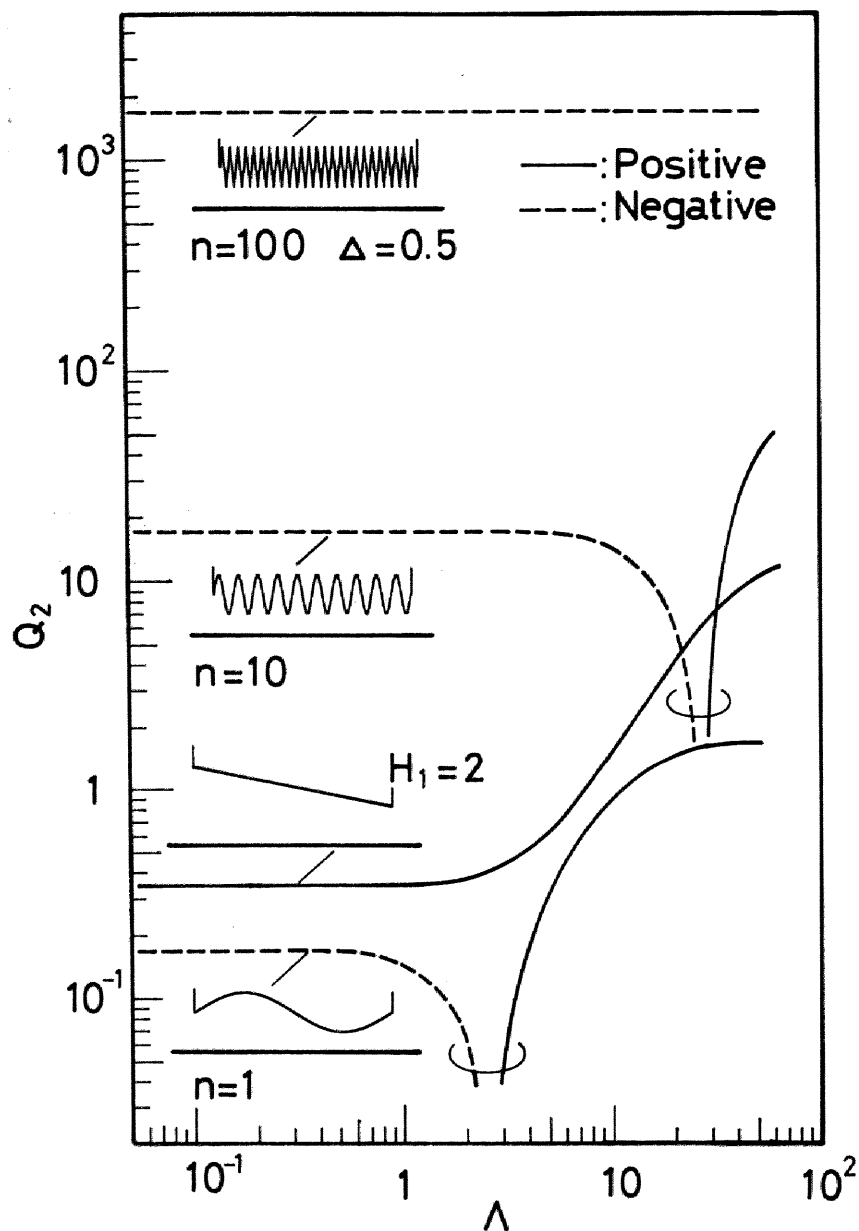
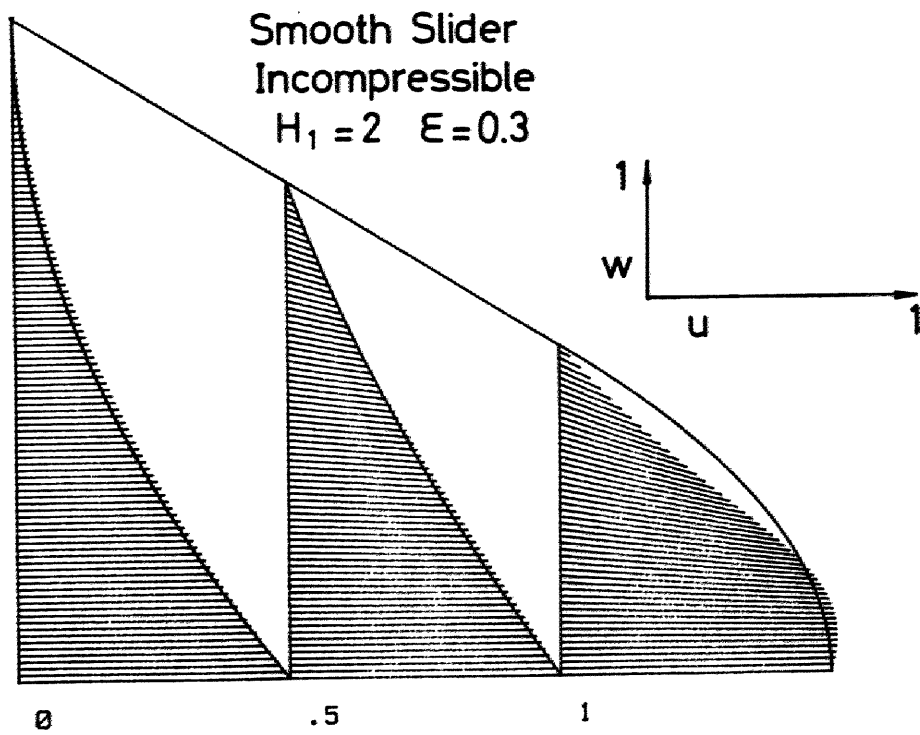


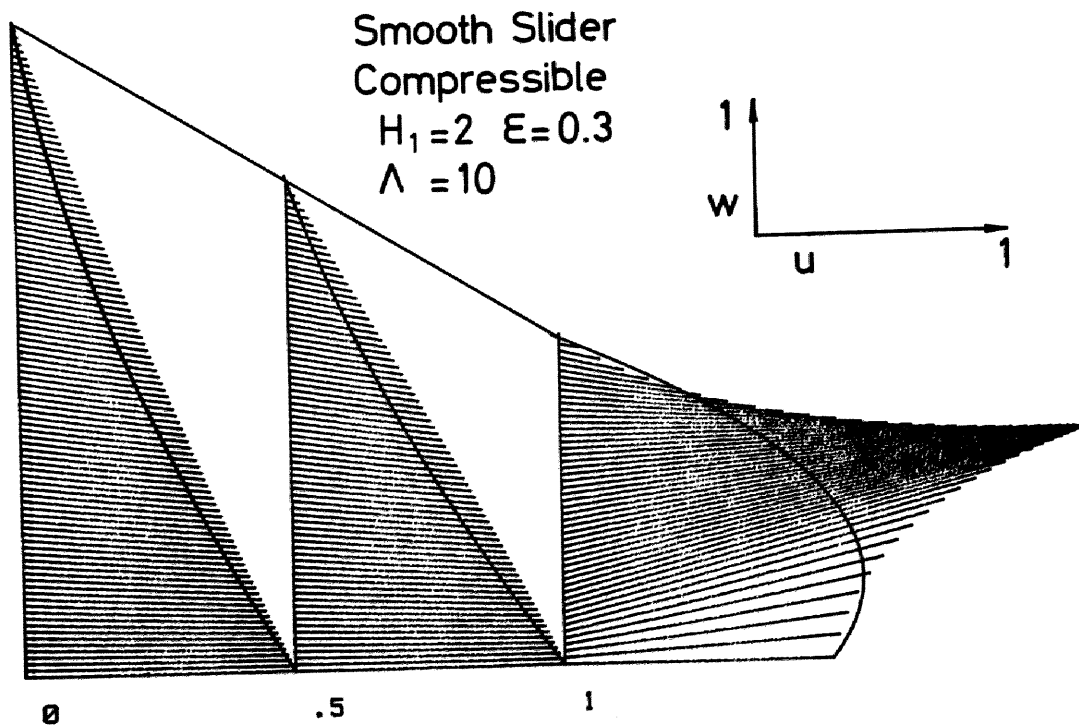
図 6.9 二次の流量に及ぼす圧縮性の効果

示している。なお図 6.9 中に示した平滑傾斜平面スライダでは  $Q_2$  は常に正である。

図 6.10 は圧縮性の効果に注目するため、平滑スライダについて速度ベクトル  $\vec{v} = u_0 + \epsilon^2 u_2 + w_0$  の分布を示したものである。なお  $\vec{u}_0$  の大きさを実線で示す。非圧縮性流体(a)と圧縮性流体(b)とを比較すれば、圧縮性のため中央部の流体が加速されることがわかる。なお図 6.10 および以下に示す図 6.11, 6.12 ではストークス粗さの影響



(a) 非圧縮性流体



(b) 圧縮性流体

図 6.10 平滑傾斜平面スライダの速度分布

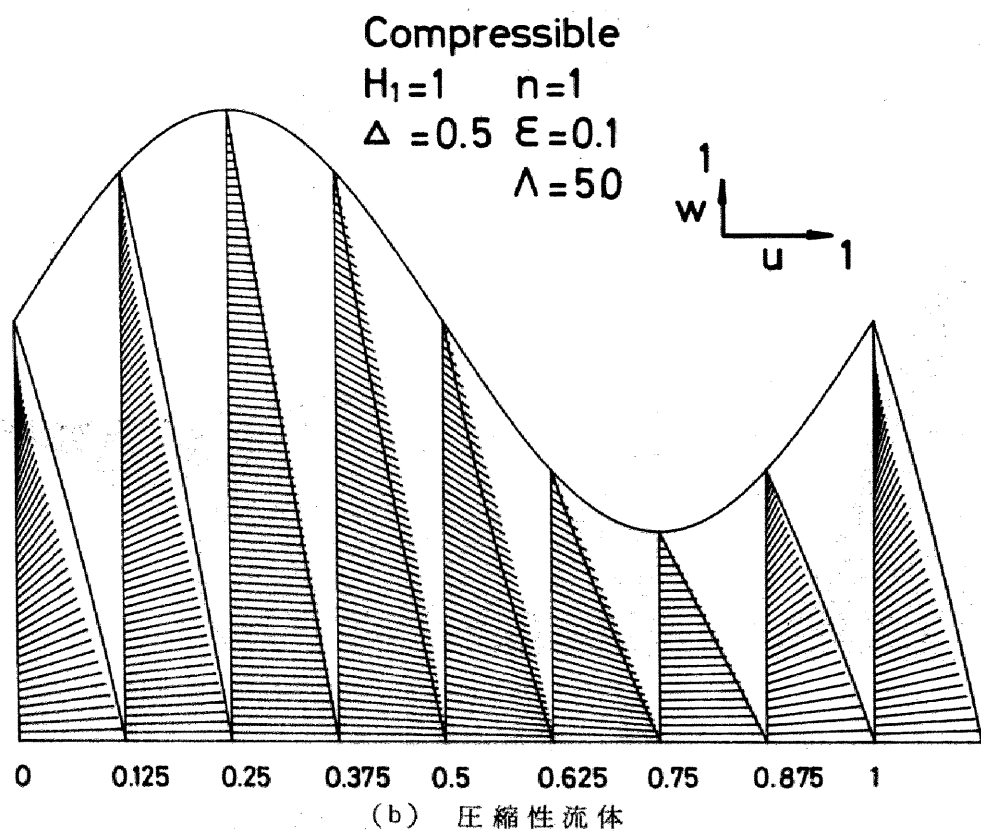
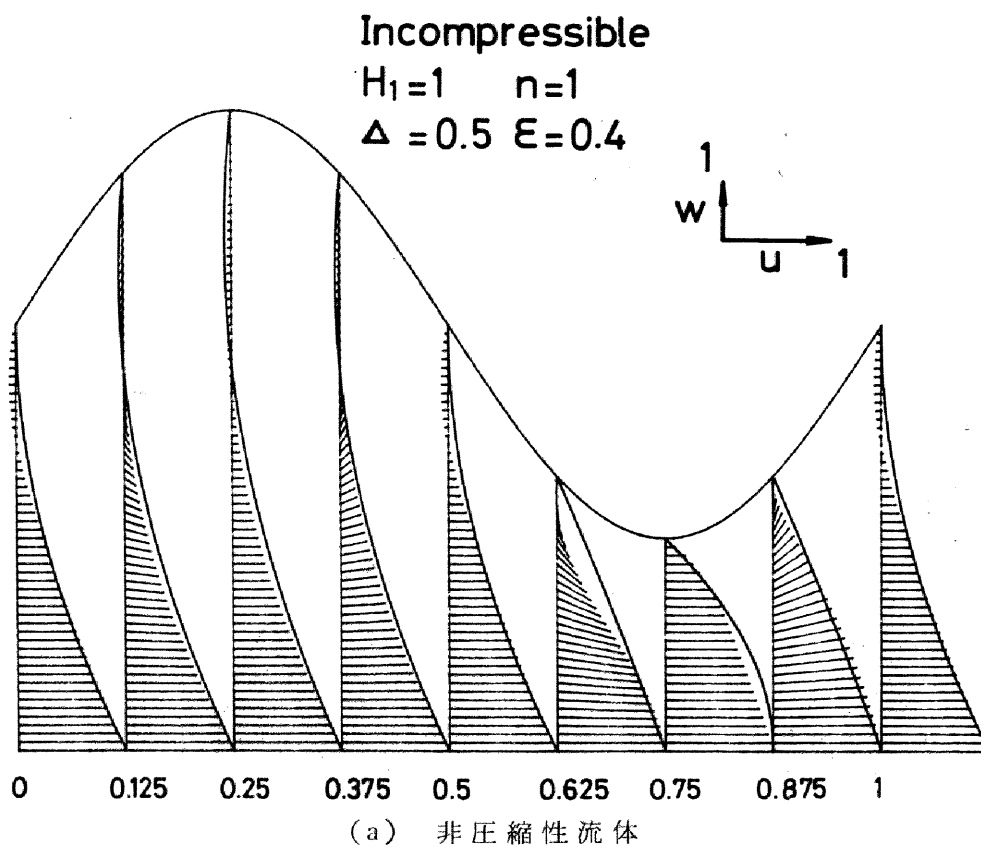
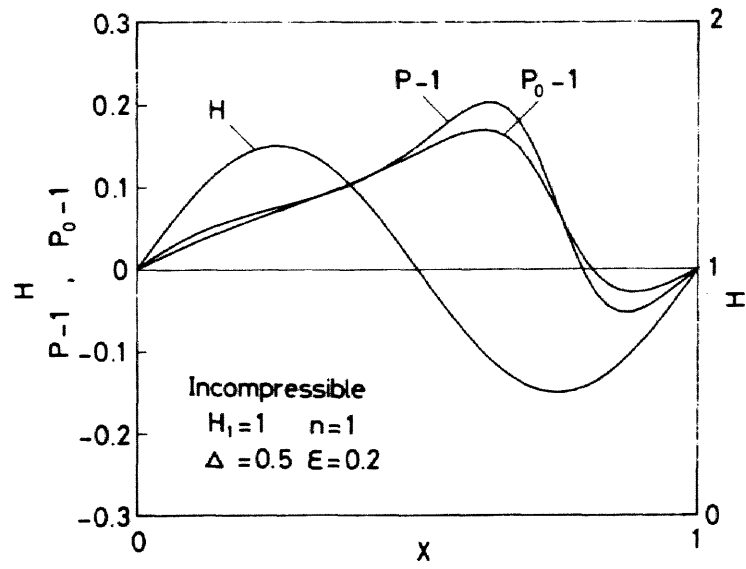
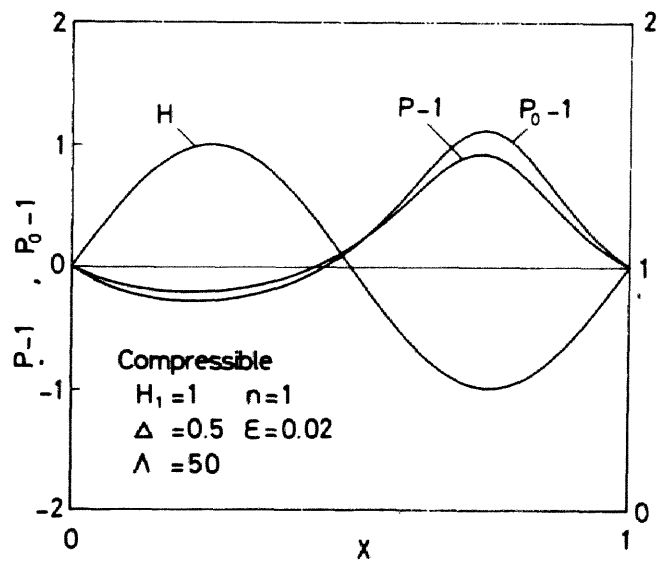


図 6.11 正弦波状スライダの速度分布



(a) 非圧縮性流体



(b) 圧縮性流体

図 6.12 正弦波状スライダの圧力分布

を見やすくするために  $\epsilon$  は普通の値よりもかなり大きな値を用いた。図 6.11 に正弦波状スライダ内の速度ベクトル  $\vec{v}$  の分布を示す。図(a)の非圧縮性流体ではジェット流れにポアズイユ流れが重畳しており、 $\vec{u}_0$  と  $\vec{v}$  との比較から二次流れ  $u_2$  は流量を減少させるような分布となっていることがわかる。一方圧縮性の効果が大きい図(b)の場合にはジェット流れが支配的で粗さに沿った流れが形成されている。 $u_2$  は  $\partial H / \partial X > 0$  の領域では  $u$  を減速する方向、 $\partial H / \partial X < 0$  の領域では増速する方向である。

図 6.12 に図 6.11 に対応するスライダ面上の圧力分布を示す。ここで  $P-1, P_0-1$  はそれぞれストークス粗さ、レイノルズ粗さとしての圧力分布より周囲圧を引いたものである。非圧縮性の場合(a)には、ストークス粗さは圧力変動を増大させるが、一方圧縮性の効果が大きい場合(b)には、逆に圧力変動を緩和させることを示している。非圧縮性の場合には末広がりすきま形状部にも小さな圧力のピークが形成される。図 6.13 に粗さのある傾斜平面スライダの圧力分布を示す。 $P_2$  は  $P_0$  に比して粗さに対応した凹凸が顕著であり、また粗さの 2 倍の高調波成分があることが特徴である。圧縮性の効果が大きくなると  $P_2$  は減少し負となる。 $P_2$  を積分した負荷容量は非圧縮性の場合には正であるが、圧縮性の効果が大きくなると負になることがわかる。

## 6.5 結 論

本章によって得られた結果を要約すると次のようになる。

- (1) 非圧縮性流体では粗さの山数  $n$  が十分に大きくなれば、ストークス粗さに起因する二次の流量  $Q_2$ 、負荷容量  $W_2$ 、摩擦力  $F_2$  は  $n^2$  に比例して増大し、 $Q_2/n^2$ 、 $F_2/n^2$ 、 $W_2/n^2$  は  $n$  に対して一定となる。この条件下では式(6.37)で表されるストークス粗さのときの負荷容量  $W$  は  $n$  に直接に依存しなくなり、最小すきまと粗さの波長との比  $h_0/\tau$  の 2 乗によって決まる。流量、摩擦力についても同様の関係が成り立つ。
- (2) ストークス粗さの影響は  $\Delta$  が小さい場合には  $\Delta$  の 2 乗に比例して増大するが、 $\Delta$  が大きくなるとこの関係がずれはじめる。例えば負荷容量の増加率は  $\Delta$  が大きくなると加速されるため、 $\Delta$  を微小量とする摂動解は負荷容量を低く見積ることになる。
- (3) ストークス粗さは非圧縮性流体では負荷容量を増大させるが、圧縮性の効果が大きい場合には負荷容量を減少させる。これはストークス粗さが非圧縮性の場合には等価的に流路抵抗を増大させ、圧縮性の効果が大きい場合にはこれを減少させる効果があること



- (4) ストークス粗さは非圧縮性流体では粗さに対応した圧力変動を増大させ圧縮性の効果が大きい場合にはこれを減少させる効果がある。
- (5) ストークス粗さにおける圧縮性の効果は粗さの波長 $\tau$ で無次元化したローカルな圧縮性定数 $A^* = 6\mu U\tau / (p_a h_0^2)$ で評価され、 $A$ が大きくても $A^*$ が十分小さければ二次の圧力 $P_2$ の圧縮性の効果は無視できる。
- (6)  $P_2$ についての圧縮性の効果を部分的に考慮する近似解を提案し、この方法が圧縮性の評価に有用であることを示した。

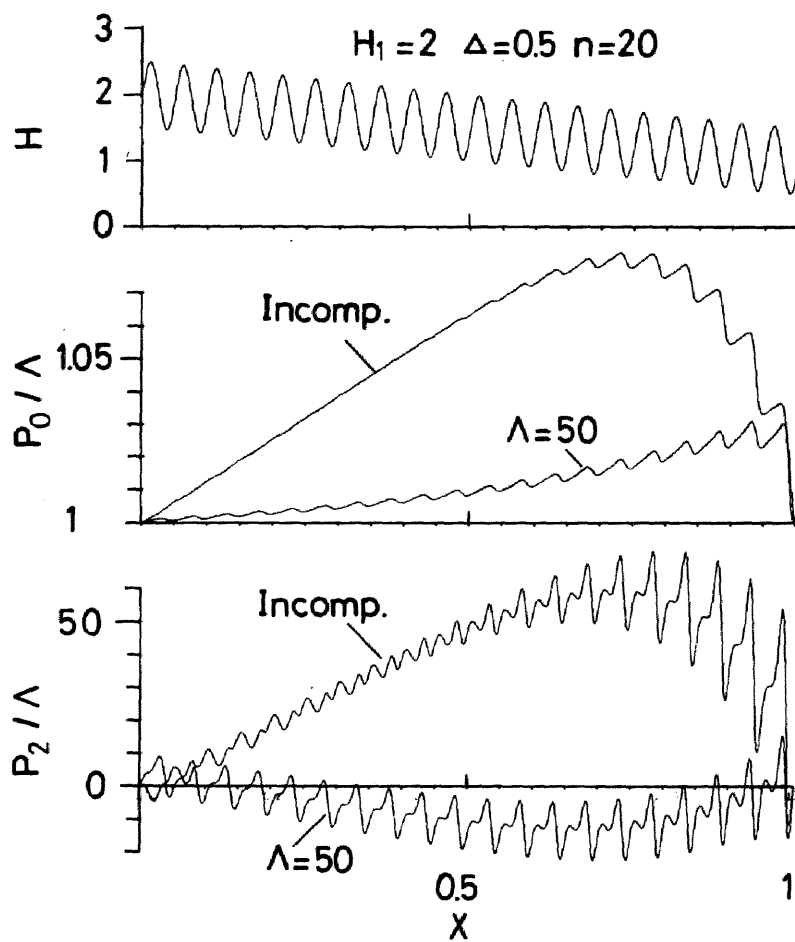


図 6.13 正弦波状面粗さのある傾斜平面スライダの圧力分布

## 第7章 ストークス粗さをもつスライダ軸受 (スリップ流れの場合)<sup>(64)</sup>

### 7.1 緒 言

潤滑特性に及ぼす影響を解析する場合に対象となる方程式によって、面粗さはレイノルズ粗さとストークス粗さとに区別される。前者では面粗さがあってもレイノルズ方程式がそのまま成り立つものとして、レイノルズ方程式を解析の対象とする。後者ではきわめて微小なすきまで潤滑される場合のように、すきまの変化率  $\partial H / \partial X$  が大きく、すきま方向の圧力こう配  $\partial P / \partial Z$  をも考慮する必要がある場合で、ナビエ・ストークス方程式を解析の対象とする<sup>(13,19,20)</sup>。前章ではストークス粗さをもつ非圧縮性潤滑膜と圧縮性潤滑膜に関する摂動解を示すとともに、非圧縮性の場合と圧縮性が大きい場合とでは、ストークス粗さの影響が逆になることなどを明らかにした<sup>61)</sup>。

わずか  $0.2 \sim 0.3 \mu\text{m}$  の微小すきまで実際に使用される浮動ヘッドスライダにおいてストークス粗さは問題となるが、このような微小すきまでは、気体の分子平均自由行程  $\lambda$  の影響を受けて流体が壁面でスリップし、速度が不連続となる。スリップ流れの影響については、主として、浮動ヘッドスライダを対象とした解析的・実験的な研究が発表されているが<sup>(4),(36),(46)</sup>、スリップ流れの条件のもとにストークス粗さの影響を解析した報告はまだない。本章ではスライダ側のみに面粗さがあり、スリップが壁面に沿って生ずるとしてストークス粗さに関する速度境界条件を導入し、前章で示した摂動解を適用してストークス粗さの影響を明らかにした。まず、ストークス粗さをもつ非圧縮性潤滑膜について、流量、負荷容量、摩擦力に及ぼすスリップ流れの影響を示した。圧縮性潤滑膜については、 $\varepsilon^2$  の大きさの圧力項  $P_2$  を非圧縮性とする近似解により非圧縮性潤滑膜と差異があることを明らかにした。さらに自己相関長さを指定して計算機で合成したランダム面粗さの場合を適用し、ランダム面粗さは面粗さの2乗平均振幅と2乗平均山数とから定まる正弦波状面粗さと等価な特性を示すことを明らかにした。

### 7.2 基礎方程式と摂動法による解法

前章では非圧縮性流体と圧縮性流体とを対比した解法<sup>61)</sup>を示したが、 $\lambda$  が一般には圧縮

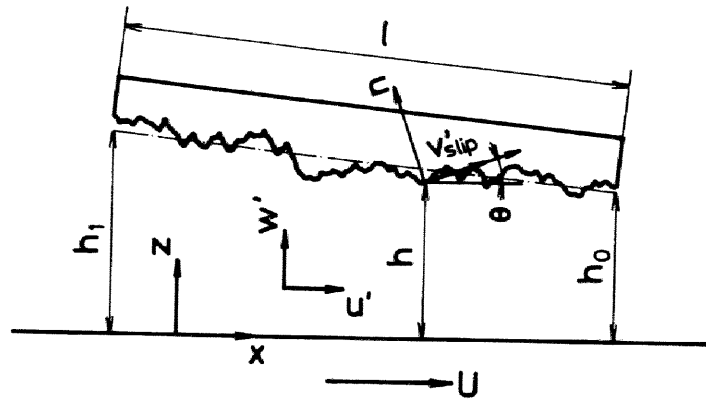


図 7.1 面粗さのあるスライダ軸受と諸元

性の影響を受けることを考慮して圧縮性流体としての解法を示す。図 7.1 に示す潤滑領域において前章と同じ記号を用いる。すきま方向の圧力こう配を考慮した二次元のナビエ・ストークス方程式は無次元表示すると次のように表される。

$$\frac{\partial P}{\partial X} = \frac{\Lambda}{6} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial Z^2} + \epsilon^2 \frac{\partial^2 u}{\partial X^2} \right) \quad (7.1)$$

$$\frac{\partial P}{\partial Z} = \frac{\Lambda}{6} \left( \epsilon^2 \frac{\partial^2 w}{\partial Z^2} + \epsilon^4 \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \right) \quad (7.2)$$

流れの連続条件は等温変化する圧縮性流体に関して次式で与えられる。

$$\frac{\partial(Pu)}{\partial X} + \frac{\partial(Pw)}{\partial Z} = 0 \quad (7.3)$$

次に速度境界条件を導入する。面粗さのある壁面においても  $\lambda$  に起因するスリップが壁面に沿って生ずるものとする。壁面に沿う方向の速度を  $v'$  とすれば、スリップ速度  $v'_{slip}$  は次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} v'_{slip} &= -\lambda \frac{\partial v'}{\partial n} = -\lambda \left( \frac{\partial v'}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial n} + \frac{\partial v'}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial n} \right) \\ &= -\lambda \left( -\frac{\partial w'}{\partial x} + \frac{\partial u'}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (7.4)$$

$v'_{slip}$  の  $x$ ,  $z$  方向成分  $v'_{slip}$ ,  $w'_{slip}$  は,

$$u'_{slip} = v'_{slip} \cos \theta, \quad w'_{slip} = v'_{slip} \sin \theta \quad (7.5)$$

となる。平滑側スリップ速度は式 (7.5) において  $\theta = -\pi$  とすればよい。分子平均自由行程  $\lambda$  は密度に反比例するため、等温変化とすれば

$$\lambda / \lambda_a = p_a / p \quad (7.6)$$

ここで添字  $a$  は大気圧での値を示す。式 (7.4) を式 (7.5) に代入し式 (7.6) を用いれば、無次元表示された速度境界条件は次式で与えられる。

$$(u)_{z=0} = 1 + \frac{M}{P} \frac{\partial u}{\partial Z}, \quad (w)_{z=0} = 0 \quad (7.7)$$

$$(u)_{z=H} = -\frac{M}{P} \left( \frac{\partial u}{\partial Z} - \epsilon^2 \frac{\partial v}{\partial X} \right) \cos \theta, \quad (w)_{z=H} = -\frac{M}{\epsilon P} \left( \frac{\partial u}{\partial Z} - \epsilon^2 \frac{\partial v}{\partial X} \right) \sin \theta \quad (7.8)$$

ここで  $M = \lambda_a / h_0$  はクヌッセン数である。圧力境界条件と速度とを関連付ける定数として流動  $Q$  を用いる。  $Q$  は次式で与えられる。

$$Q = \int_0^H (Pu) dZ \quad (7.9)$$

前章<sup>(6)</sup>と同様に圧力、速度、流量を以下のように展開する。

$$P = P_0 + \epsilon^2 P_2, \quad u = u_0 + \epsilon^2 u_2, \quad w = w_0 + \epsilon^2 w_2, \quad Q = Q_0 + \epsilon^2 Q_2 \quad (7.10)$$

さらに  $\tan \theta = \partial h / \partial x = \epsilon \partial H / \partial X$  の関係を用いると

$$\cos \theta = 1 - \frac{\epsilon^2}{2} \left( \frac{\partial H}{\partial X} \right)^2 + \dots, \quad \sin \theta = \epsilon \frac{\partial H}{\partial X} - \frac{\epsilon^3}{2} \left( \frac{\partial H}{\partial X} \right)^3 + \dots \quad (7.11)$$

となる。式 (7.10), (7.11) を式 (7.1) ~ (7.3), (7.7), (7.8) に代入すれ

ば、大きさ  $\varepsilon^0$ ,  $\varepsilon^2$  の項に関して以下の方程式が得られる。

- (1)  $\varepsilon^0$  項 運動量方程式，流れの連続条件式は前章<sup>(6)</sup>と同じであるので省略し，速度境界条件のみを示す。

$$(u_0)_{z=0} = 1 + \frac{M}{P_0} \left( \frac{\partial u_0}{\partial Z} \right)_{z=0}, \quad (w_0)_{z=0} = 0 \quad (7.12)$$

$$(u_0)_{z=H} = -\frac{M}{P_0} \left( \frac{\partial u_0}{\partial Z} \right)_{z=H}, \quad (w_0)_{z=H} = -\frac{\partial H}{\partial X} \frac{M}{P_0} \left( \frac{\partial u_0}{\partial Z} \right)_{z=H} \quad (7.13)$$

$\varepsilon^0$  項の解法はスリップ流れを考慮した修正レイノルズ方程式を導入する手順<sup>(1)</sup>と同じであるため省略し，結果のみを示す。

$$u_0 = BZ^2 + CZ + D \quad (7.14)$$

$$w_0 = B'Z^3 + C'Z^2 + D'Z \quad (7.15)$$

ここで表 7.1 に示した速度係数  $B$ ,  $C$ ,  $D$ ;  $B'$ ,  $C'$ ,  $D'$  は  $X$  のみの関数である。また，式 (7.9) に対応する 0 次の流量条件から修正レイノルズ方程式を 1 回積分した次式を得る。

表 7.1 速度係数

$B$	$\frac{3}{\Lambda} \frac{\partial P_0}{\partial X}$
$C$	$-\frac{3}{\Lambda} H \frac{\partial P_0}{\partial X} - \frac{1}{2M/P_0 + H}$
$D$	$1 - \frac{3}{\Lambda} \frac{MH}{P_0} \frac{\partial P_0}{\partial X} - \frac{M/P_0}{2M/P_0 + H}$
$B'$	$-\frac{1}{3P_0} \frac{\partial(P_0 B)}{\partial X}$
$C'$	$-\frac{1}{2P_0} \frac{\partial(P_0 C)}{\partial X}$
$D'$	$-\frac{1}{P_0} \frac{\partial(P_0 D)}{\partial X}$

$$-H^3\left(1+\frac{6M}{HP_0}\right)\frac{\partial P_0}{\partial X}+\Lambda H=2\Lambda\frac{Q_0}{P_0} \quad (7.16)$$

(2)  $\varepsilon^2$  項

$$\frac{\partial P_2}{\partial X}=\frac{\Lambda}{6}\left(\frac{\partial^2 u_2}{\partial Z^2}+\frac{\partial^2 u_0}{\partial X^2}\right) \quad (7.17)$$

$$\frac{\partial P_2}{\partial Z}=\frac{\Lambda}{6}\frac{\partial^2 w_0}{\partial Z^2} \quad (7.18)$$

$$\frac{\partial(P_0 u_2+P_2 u_0)}{\partial X}+\frac{\partial(P_0 w_2+P_2 w_0)}{\partial Z}=0 \quad (7.19)$$

速度の境界条件は

$$(u_2)_{z=0}=\frac{M}{P_0}\left\{\left(\frac{\partial u_2}{\partial Z}\right)-\frac{P_2}{P_0}\left(\frac{\partial u_0}{\partial Z}\right)\right\}_{z=0}, \quad (w_2)_{z=0}=0 \quad (7.20)$$

$$\left. \begin{aligned} (u_2)_{z=H} &= -\frac{M}{P_0}\left\{\frac{\partial u_2}{\partial Z}-\frac{\partial w_0}{\partial X}-\frac{1}{2}\left(\frac{\partial H}{\partial X}\right)^2\frac{\partial u_0}{\partial Z}\right\}_{z=H}+\frac{MP_2}{P_0^2}\left(\frac{\partial u_0}{\partial Z}\right)_{z=H} \\ (w_2)_{z=H} &= -\frac{\partial H}{\partial X}\left[\frac{M}{P_0}\left\{\frac{\partial u_2}{\partial Z}-\frac{\partial w_0}{\partial X}-\frac{1}{2}\left(\frac{\partial H}{\partial X}\right)^2\frac{\partial u_0}{\partial Z}\right\}_{z=H}+\frac{MP_2}{P_0^2}\left(\frac{\partial u_0}{\partial Z}\right)_{z=H}\right] \end{aligned} \right\} \quad (7.21)$$

圧縮性流体の場合には連続条件式(7.19)のほか、さらに速度境界条件式(7.21)にも未知数 $P_2$ を含むため、前章<sup>(6)</sup>で提案した $P_2$ の圧縮性を部分的に考慮する解法によっても $P_2$ を陽に求めることはできない。前章では $P_0$ を圧縮性とし、 $P_2$ を非圧縮性とする近似解によっても圧縮性の影響を評価できること、特に面粗さの山数 $n$ が大きい場合には $P_2$ の圧縮性の影響は無視してもよいことを示した。そこでこの近似解を用いることとする。この場合には連続条件式(7.19)、境界条件式(7.21)、流量条件式は次のように $P_2$ を含まない簡略な形になる。

$$\frac{\partial(P_0 u_2)}{\partial X}+\frac{\partial(P_0 w_2)}{\partial Z}=0 \quad (7.19)'$$

$$\left. \begin{aligned} (u_2)_{z=H} &= -\frac{M}{P_0}\left\{\left(\frac{\partial u_2}{\partial Z}\right)-\left(\frac{\partial w_0}{\partial X}\right)-\frac{1}{2}\left(\frac{\partial H}{\partial X}\right)^2\frac{\partial u_0}{\partial Z}\right\}_{z=H} \\ (w_2)_{z=H} &= -\frac{\partial H}{\partial X}\frac{M}{P_0}\left\{\left(\frac{\partial u_2}{\partial Z}\right)-\left(\frac{\partial w_0}{\partial X}\right)-\frac{1}{2}\left(\frac{\partial H}{\partial X}\right)^2\frac{\partial u_0}{\partial Z}\right\}_{z=H} \end{aligned} \right\} \quad (7.21)'$$

$$Q_2 = \int_0^H (P_0 u_2) dZ \quad (7.22)'$$

運動量方程式 (7.17), (7.18) と連続条件式 (7.19)' とを境界条件式 (7.20), (7.21)' のもとに解く手順は基本的には前章と同じであるので省略し, ここでは結果のみを示す。走行方向の二次の速度  $u_2$  は次式で与えられる。

$$u_2 = \frac{1}{24} RZ^4 + \frac{1}{6} SZ^3 + \frac{1}{2} TZ^2 + UZ + V \quad (7.23)$$

ここで

$$R = 6 \frac{\partial B'}{\partial X} - 2 \frac{\partial^2 B}{\partial X^2} \quad (7.24)$$

$$S = 2 \frac{\partial C'}{\partial X} - \frac{\partial^2 C}{\partial X^2} \quad (7.25)$$

$$T = -\frac{1}{H(H+6M/P_0)} \left[ \frac{3}{20} RH^4 + \frac{1}{2} SH^3 + \frac{12Q_2}{HP_0} + \frac{6M}{P_0} \left\{ \frac{1}{6} RH^3 + \frac{1}{2} SH^2 - \left( \frac{\partial u_0}{\partial X} \right)_{z=H} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial H}{\partial X} \right)^2 \left( \frac{\partial u_0}{\partial Z} \right)_{z=H} \right\} \right] \quad (7.26)$$

$$U = \frac{1}{(H+2M/P_0)(H+6M/P_0)} \left[ \frac{1}{30} RH^5 + \frac{1}{12} SH^4 + 6 \left( 1 + \frac{6M}{HP_0} \right) \frac{Q_2}{P_0} + \frac{2M}{P_0} \left\{ \frac{7}{60} RH^4 + \frac{1}{4} SH^3 - H \left( \frac{\partial u_0}{\partial X} \right)_{z=H} - \frac{1}{2} H \left( \frac{\partial H}{\partial X} \right)^2 \left( \frac{\partial u_0}{\partial Z} \right)_{z=H} \right\} \right] \quad (7.27)$$

$$V = \frac{M}{P_0} U \quad (7.28)$$

二次の流量は次式で与えられる。

$$Q_2 = \left\{ \left[ 3B'Z^2 + 2C'Z + \frac{\partial D}{\partial X} \right]_{x=1, z=H}^{x=0, z=H} + \int_0^1 T' dX \right\} / \int_0^1 \frac{12}{H^2(H+6M/P_0)P_0} dX \quad (7.29)$$

ここで  $T'$  は式 (7.26) において  $Q_2$  を含む項を除いたものである。さらに二次の圧力  $P_2$  は次式で与えられる。

$$P_2(X, Z) = \frac{\Delta}{6} \left\{ \left[ 3B'Z^2 + 2C'Z + \frac{\partial D}{\partial X} \right]_{x=0}^{x=X} + \int_0^X T dX \right\} \quad (7.30)$$

式(7.26)～(7.28)において $M=0$ ,  $P_0=1$ とすれば $u_2$ ,  $Q_2$ ,  $P_2$ は前章<sup>(61)</sup>で求めた $P_2$ を非圧縮性とする関係式と一致する。ストークス粗さとしての流量 $Q$ , 負荷容量 $W$ , 摩擦力 $F$ は次式で与えられる。

$$Q = Q_0 + \varepsilon^2 Q_2, \quad W = W_0 + \varepsilon^2 W_2, \quad F = F_0 + \varepsilon^2 F_2 \quad (7.31)$$

ここで,  $W_0, W_2, F_0, F_2$ は前章<sup>(61)</sup>の式(6.13), (6.30)と同じである。

### 7.3 正弦波状面粗さについての計算結果

式(7.16)より求めた $P_0$ を用いて式(7.29)の $Q_2$ の計算する。これを式(7.26)に代入して $T$ を求め, つづいて式(7.30)を計算すれば $P_2(X, Z)$ が求まる。式(7.16)は有限要素法で解いた。<sup>(36)</sup>式(7.26), (7.27)は圧力の3階微分, すきまの2階微分を含んでいるので, 数値微分法による誤差を減らすために5点差分法を用い, 分割数は山数 $n$ に応じて最大4000までとり, 有効けた数は16けた(倍精度)で計算した。すきま形状は

$$H = H_1 - (H_1 - 1)X + \Delta \sin(2n\pi X) \quad (7.32)$$

で与えた。

#### 7.3.1 非圧縮性流体の場合

式(7.16)の分母に含まれる $P_0$ および式(7.19)', (7.21)', (7.22)'の $P_0$ を1とおけば非圧縮性流体の場合の解が得られる。図7.2にクヌッセン数 $M$ をパラメータにして $Q_0$ および $Q_2/n^2$ と $n$ との関係を示す。前章で示した $Q_0, Q_2/n^2$ が $n$ の増加とともに一定値に漸近する傾向はスリップ流れの場合にも成立する。 $M$ が増加すると流路抵抗が減少するため $Q_0$ は増加する。一方,  $Q_2/n^2$ は負の方向に増大する。これは, スリップがない場合には $Q_2$ が負値であるため, スリップ流れが $Q_2$ に対する流路抵抗を減らすことを意味する。この効果は特に $M$ が小さい領域( $M < 0.5$ )において顕著である。



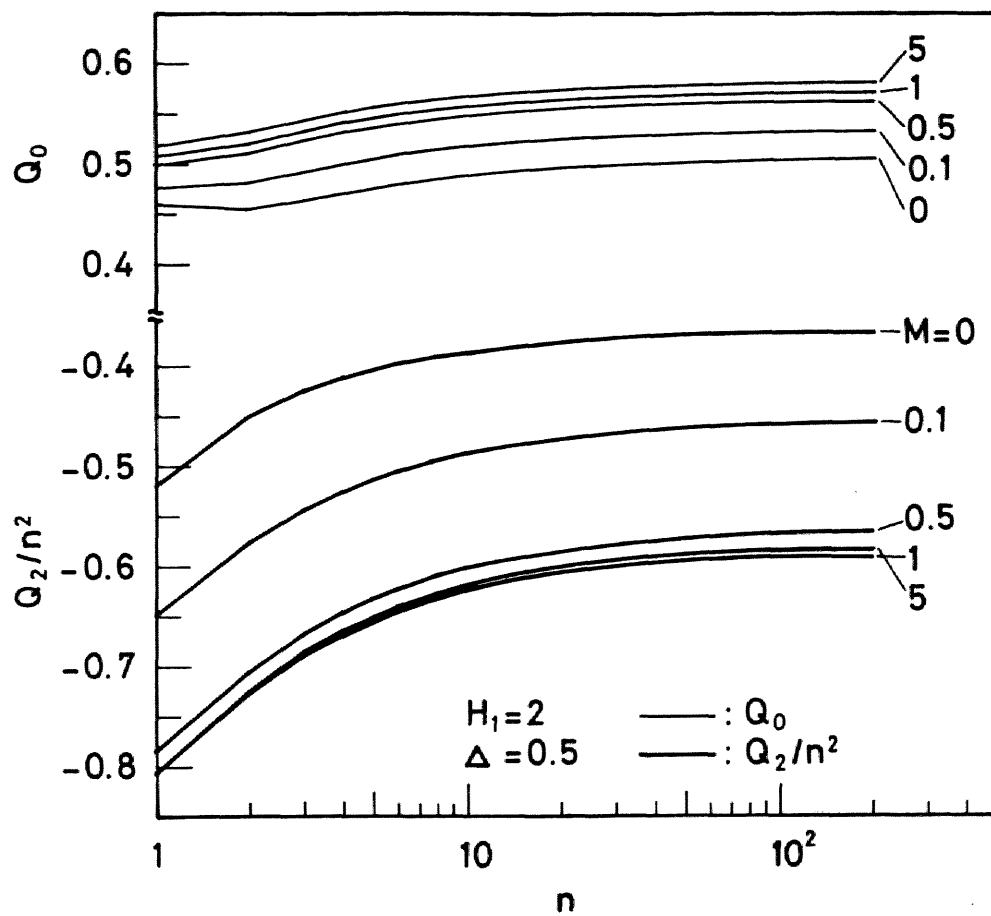


図 7.2 流量と面粗さの山数との関係

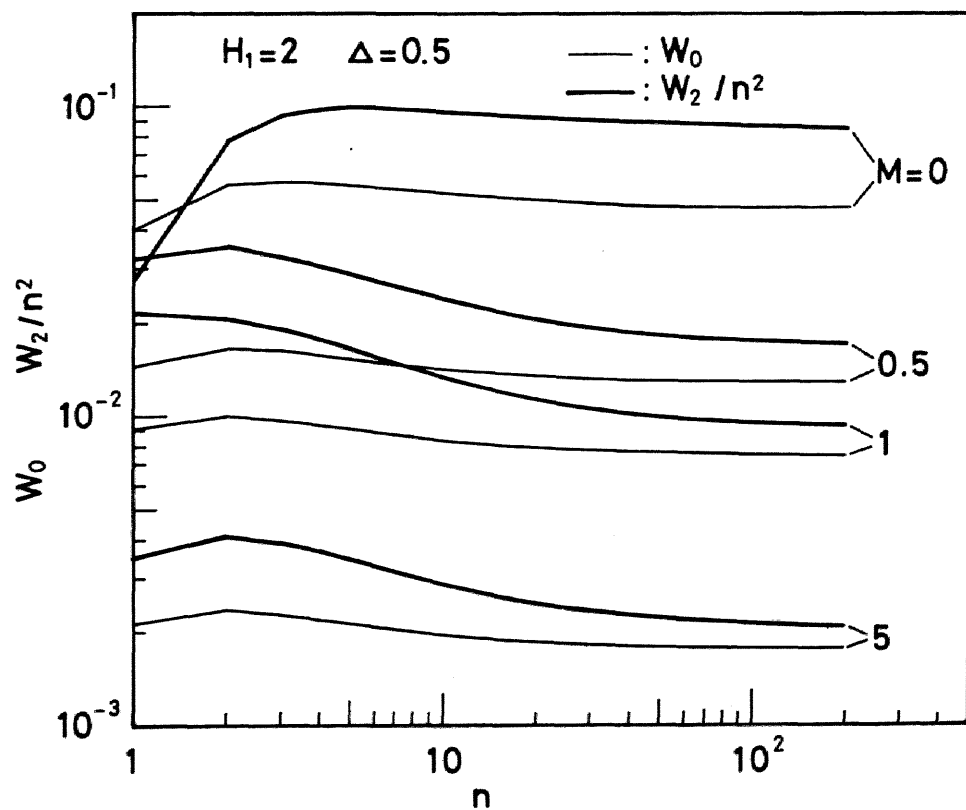


図 7.3 負荷容量と面粗さの山数との関係

逆に、 $M > 1$  では  $M$  の増加とともにわずかではあるが  $Q_2$  が増加するようになる。

図 7.3 に負荷容量  $W_0, W_2/n^2$  と  $n$ ，図 7.4 に摩擦力  $F_0, F_2/n^2$  と  $n$  との関係を示す。 $W_0, F_0$  と同様  $W_2/n^2, F_2/n^2$  が  $n$  の増加とともに一定値に漸近する。 $n$  の増加に対する  $W_2/n^2$  の飽和の早さは  $M$  が大きくなるにしたがって遅くなる。振幅  $\Delta$  が小さい方が飽和が遅い<sup>(61)</sup> ことと対比して考えると、これはスリップ流れが等価的に  $\Delta$  を小さくするよう働くことを意味している。また  $W_0$  と同様<sup>(46)</sup>， $M$  が大きい領域 ( $M > 1$ ) ではスリップ流れにより  $W_2/n^2$  は  $M$  の増加に対してほぼ直線的に減少する。 $F_2/n^2$  に及ぼす影響は  $M$  が小さい領域で顕著であるが  $M$  の増加とともに急速に飽和する。これは  $Q_2/n^2$  に及ぼす影響と対応している。

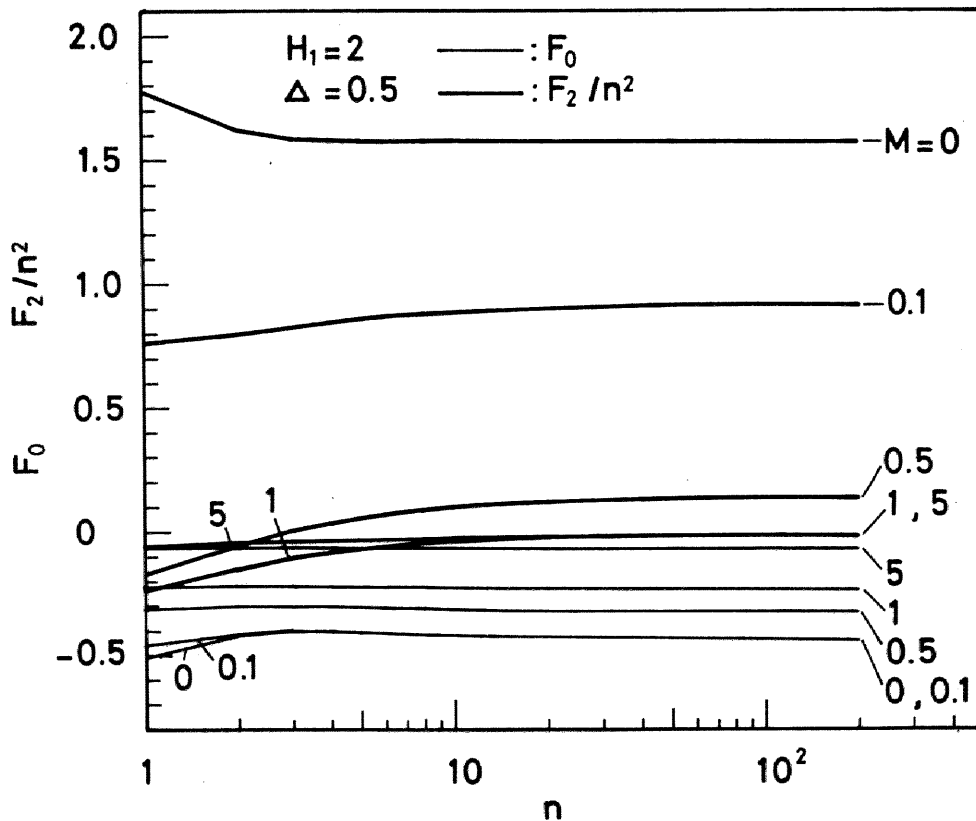


図 7.4 摩擦力と面粗さの山数との関係

ストークス粗さとしての  $Q, W, F$  は  $\varepsilon = h_0/l = h_0/(n\tau)$  の関係を式 (7.31) に代入すれば次式のように変形できる。ここで  $\tau$  は面粗さの波長である。

$$Q = Q_0 + \left(\frac{h_0}{\tau}\right)^2 \frac{Q_2}{n^2}, \quad W = W_0 + \left(\frac{h_0}{\tau}\right)^2 \frac{W_2}{n^2}, \quad F = F_0 + \left(\frac{h_0}{\tau}\right)^2 \frac{F_2}{n^2} \quad (7.33)$$

したがって、 $Q_2/n^2$ 、 $W_2/n^2$ 、 $F_2/n^2$  の飽和値を用いれば、 $Q$ 、 $W$ 、 $F$  は  $n$  にかかわらず、面粗さの波長  $\tau$  を知るによって求めることができる。

図 7.5 は面粗さの振幅  $\Delta$  をパラメータとして、クヌッセン数  $M$  に対して変化する  $Q_0$ 、 $Q_2$  の値を  $M=0$  のときの値  $Q_0(M=0)$ 、 $Q_2(M=0)$  で割って示したものである。0 次流量比  $Q_0/Q_0(M=0)$ 、二次流量比  $Q_2/Q_2(M=0)$  とともに  $M$  の増加とともに増加し、その増加量は  $\Delta$  が大きいほど大きい。

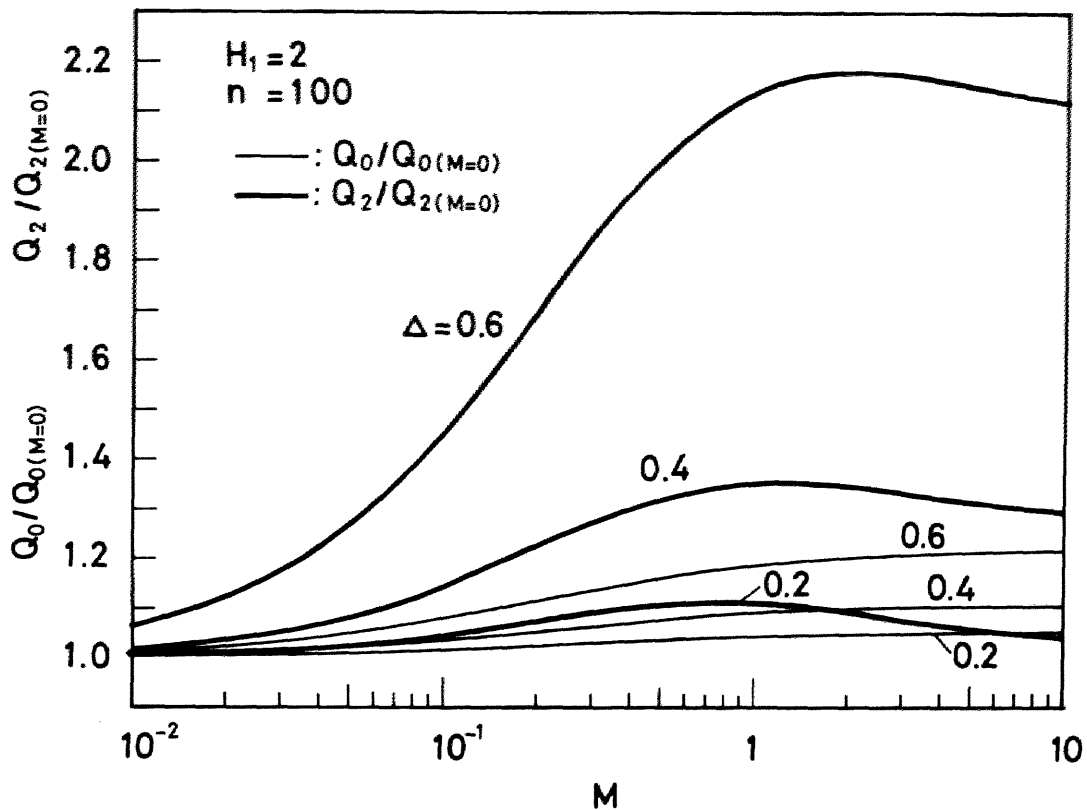


図 7.5 流量に及ぼす面粗さの振幅の影響

例えば  $\Delta = 0.6$  では 0 次流量の増加は 2 割程度であるのに対し、二次流量の増加は 2 倍以上に達する。すなわち、 $\Delta$  が大きい場合にはスリップ流れによって、流路抵抗はレイノルズ粗さよりストークス粗さの方がより減少する。流量比  $Q_2/Q_2(M=0)$  が  $M > 1$  でわずかに減少しはじめるが、これはスリップ流れが支配的となると、二次流れが形成されにくくなるためと考えられる。

図 7.6, 図 7.7 に山数  $n = 1$  の正弦波状スライダ内の速度ベクトル  $\vec{v} = \vec{u}_0 + \varepsilon^2 \vec{u}_2 + \vec{w}_0$  の分布を示す。傾斜平面スライダに正弦波状面粗さがある場合には, 基本的には傾斜平面スライダの流れにこの 1 波長分の流れが繰返し重畳した形になるものと思われる。図 7.6 はスリップ流れがなく, かつストークス粗さとしての効果を考慮しない場合 ( $\varepsilon = 0$ ) の速度分布, 図 7.7 はスリップ流れを考慮した場合で図(a)がレイノルズ粗さとしての速度分布, 図(b)がストークス粗さとしての速度分布である。図中の実線は  $u_0$  の大きさを示す。図 7.7 では壁面上でのスリップにより, 壁面で速度が不連続となっている。スリップの大きさは粗さの凹部では小さく, 逆に凸部で最も大きく, スリップ流れが等価的に面粗さの振幅を小さく見せる効果があることがわかる。またポアズイユ流れの効果が小さくなるため, 凹部での逆流がなくなり, 全体的に壁面に沿う流れとなる。図(a)と図(b)との比較より, ストークス粗さではスライダ側で二次流れ  $u_2$  による減速効果が大きく, レイノルズ粗さより流路抵抗が大きくなっていることがわかる。なお, 図(b)でスライダ側のスリップが壁面に沿っていないのは, 図(a)では  $\varepsilon = 0$  ( $h_0 \ll l$ ) であるのに対し図(b)では  $\varepsilon = h_0/l$  を考慮している分だけ等価的にスライダ長が短くなっているにもかかわらず同一長さに図示しているためである。

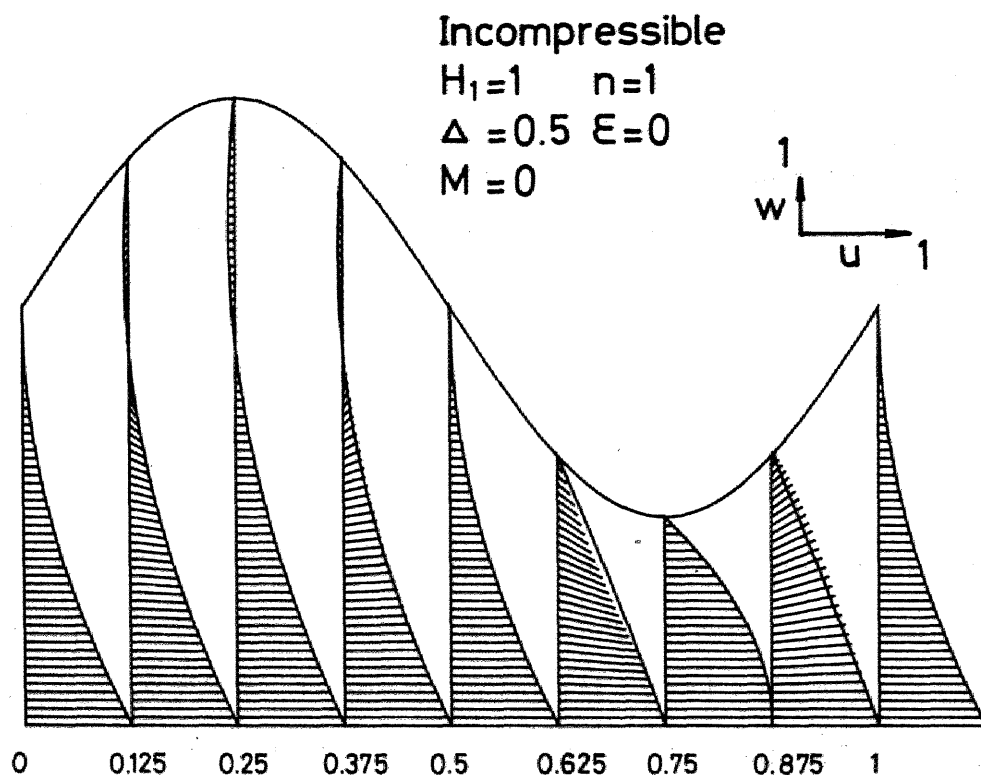
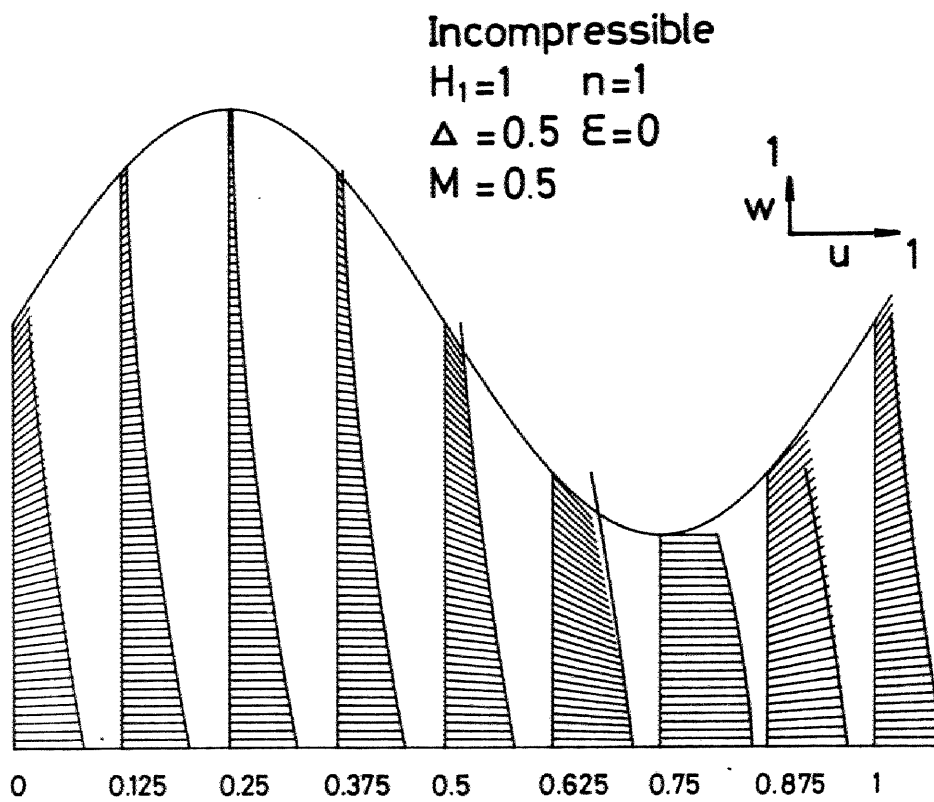
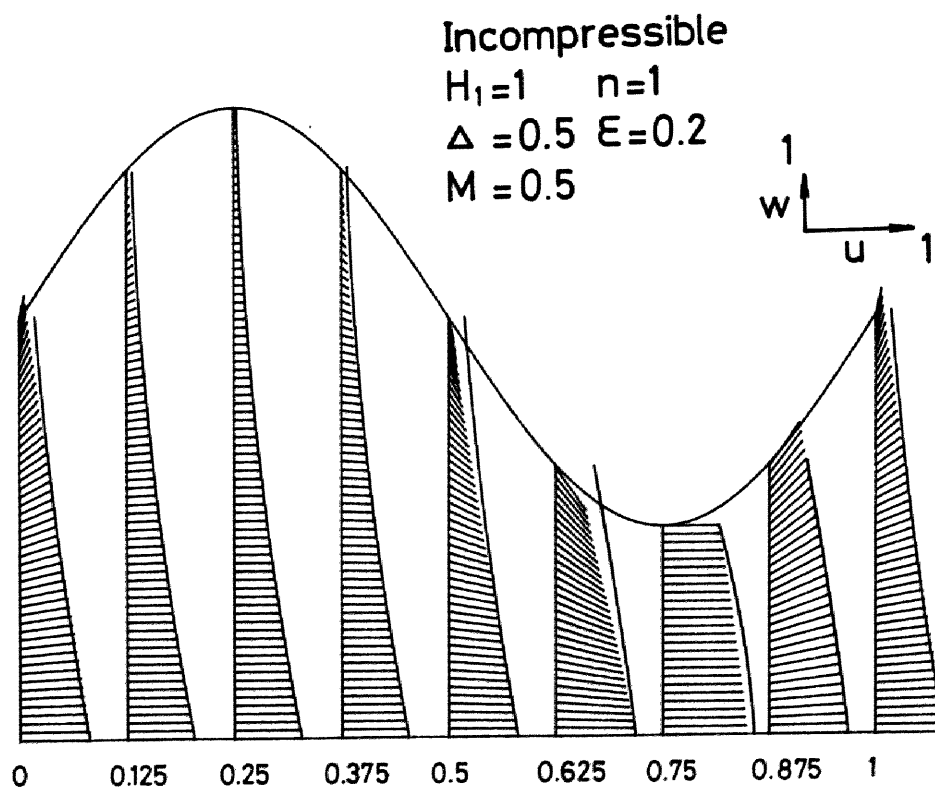


図 7.6 正弦波状スライダの速度分布  
 (非圧縮性, 連続流, レイノルズ粗さ)



(a) レイノルズ粗さ



(b) ストークス粗さ

図 7.7 正弦波状スライダの速度分布  
 (非圧縮性, スリップ流れ)

### 7.3.2 圧縮性流体の場合

レイノルズ粗さに対するストークス粗さの負荷容量比  $W/W_0$  は

$$\frac{W}{W_0} = 1 + \left( \frac{h_0}{\tau} \right)^2 \frac{W_2/n^2}{W_0} \quad (7.34)$$

で表される。摩擦力についても同様である。したがって、 $(W_2/n^2)/W_0$ ,  $(F_2/n^2)/F_0$  はストークス粗さの効果を表す都合のよいパラメータといえる。

図 7.8 に  $(W_2/n^2)/W_0$  と  $M$  との関係を圧縮性定数  $\Lambda$  をパラメータとして示す。非圧縮性流体では、スリップ流れによる負荷容量の減少量は  $W_0$  より  $W_2/n^2$  の方が大きい

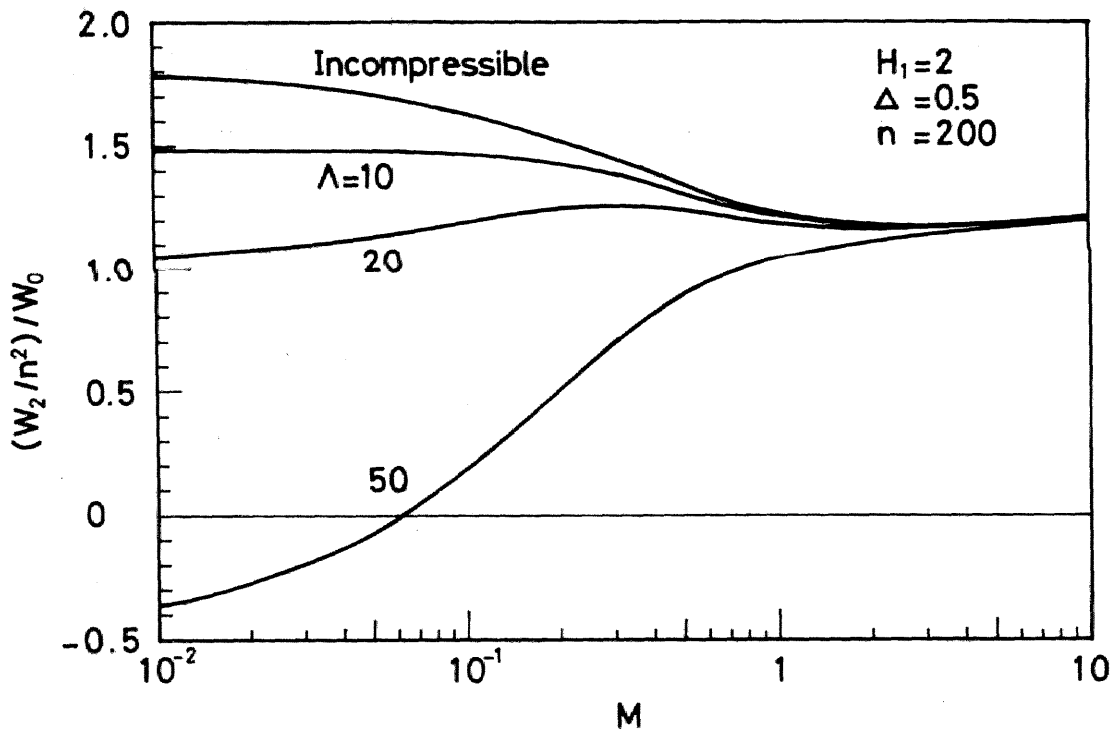


図 7.8 負荷容量に及ぼす圧縮性の効果

ため、 $M$  の増加とともに  $(W_2/n^2)/W_0$  は減少する。すなわち、 $M$  の増加とともにストークス粗さとレイノルズ粗さとの差は小さくなる。しかし  $M > 1$  では  $W_0$  と  $W_2/n^2$  とは  $M$  の増加に対して同じ割合で減少するようになるため、 $(W_2/n^2)/W_0$  はほぼ一定となる。圧縮性の効果が増大すると  $W_2/n^2$  は減少し、ついには負値となる<sup>(6)</sup>。この場

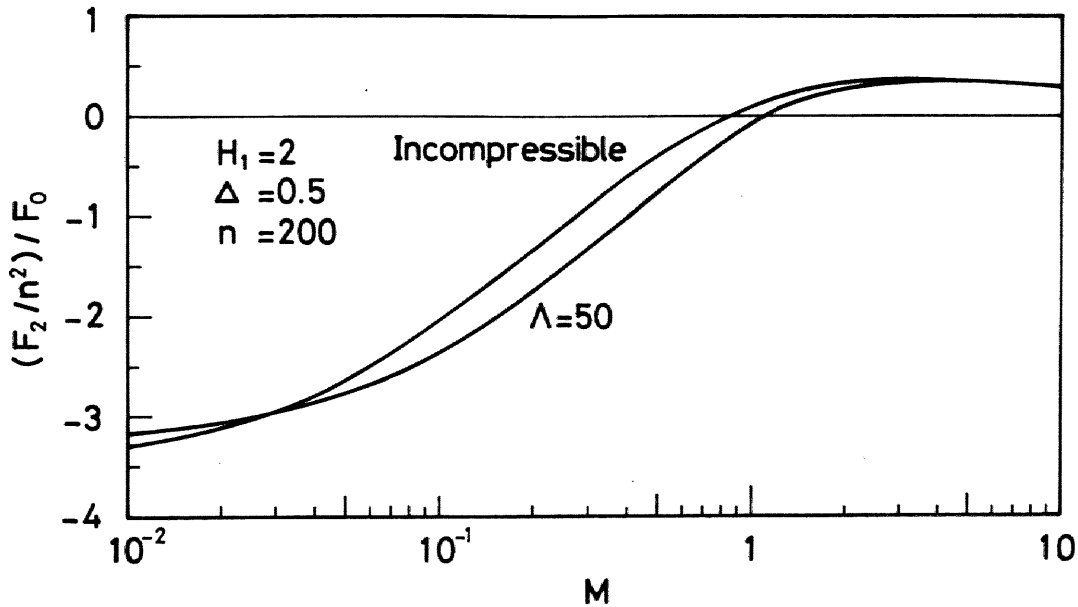
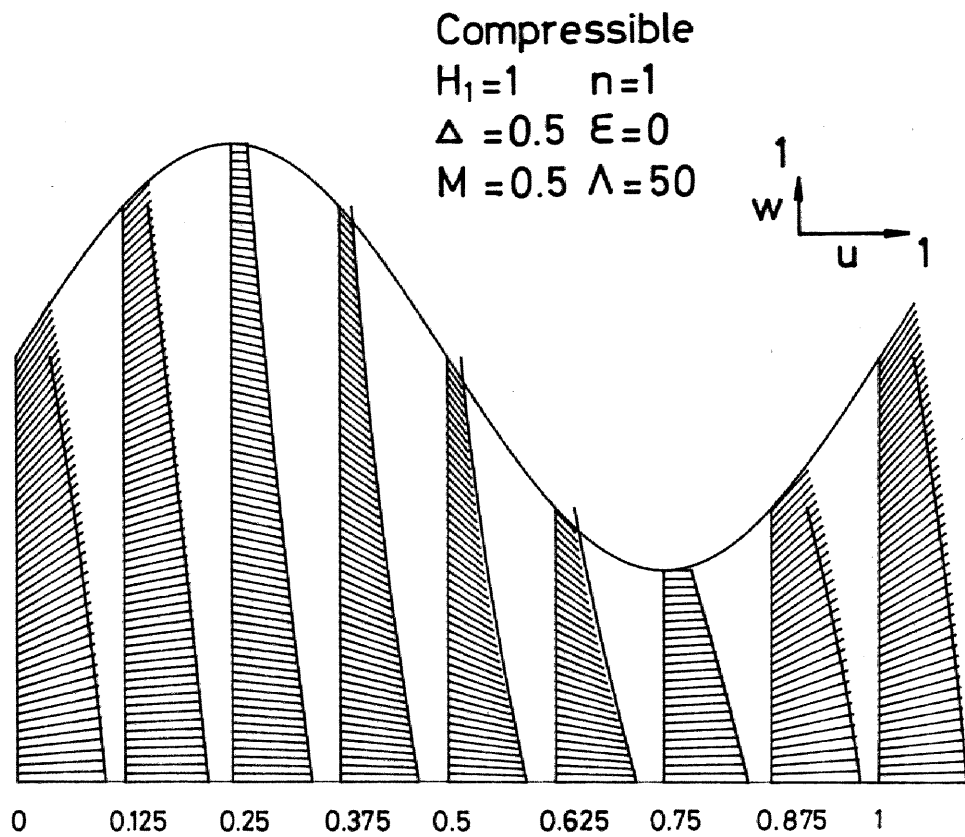


図 7.9 摩擦力に及ぼす圧縮性の効果

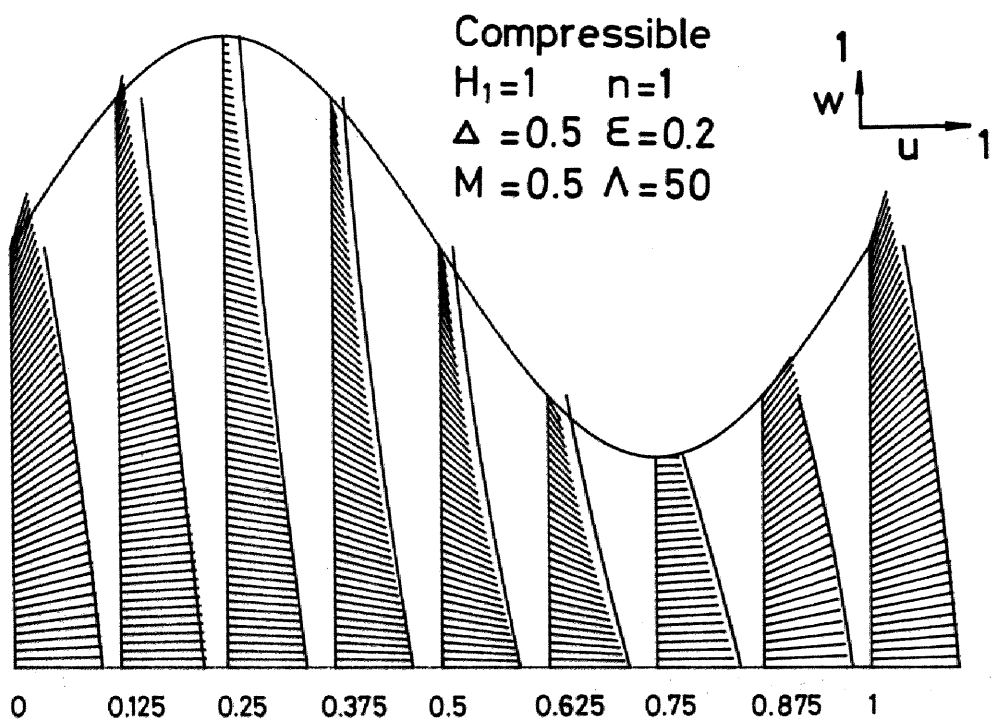
合にはスリップ流れは圧縮性の効果を減少するように作用するため、 $M$ の増加とともに  $(W_2/n^2)/W_0$ は増加し、非圧縮性の値に漸近する。すなわち、式(7.34)の  $W/W_0$  は  $M$ の増加とともに増加する。一方、分母の  $W_0$ は圧縮性の高いときにはスリップ流れの影響をほとんど受けない<sup>(46)</sup>ので、圧縮性の高い場合のストークス粗さでは、負荷容量  $W$ がスリップの増加とともに増大することもあり得ることを示している。

図 7.9 に  $(F_2/n^2)/F_0$ と  $M$ との関係を示す。摩擦力に及ぼす圧縮性の効果は小さく、非圧縮性、圧縮性のいずれの場合も  $M$ が小さい領域では  $F_2/n^2$  (正値)と  $F_0$  (負値)とは逆向きであるが、 $M$ の増加とともに  $F_2/n^2$ が大幅に減少し、 $F_0$ と同一方向となる。すなわち、負荷容量の場合と同様、ストークス粗さではスリップの増加とともに摩擦力(負値)の大きさが増大することもあり得る。

図 7.10 に図 7.7 と同一の正弦波状スライダについて、スリップ流れがあり圧縮性の高い場合の速度分布を示す。図(a)がレイノルズ粗さ、図(b)がストークス粗さの場合である。山数  $n=1$  の場合には  $P_2$ にも圧縮性の効果が大きく現れるが、 $n$ が大きい場合には、 $P_2$ の圧縮性は無視できる<sup>(6)</sup>。したがって、ここで用いた  $P_2$ を非圧縮性とする近似解によって、面粗さ1波長内の流れの様子を知ることができる。図 7.7 に比して、



(a) レイノルズ粗さ



(b) ストークス粗さ

図 7.10 正弦波状スライダの速度分布  
 (圧縮性, スリップ流れ)



スリップが粗さの凹部では増大し、凸部では減少し、全体として均一になっている。図(a)と図(b)との比較により、ストークス粗さではスライダ側での減速効果が大きく、レイノルズ粗さより流路抵抗が増大していることがわかる。

図 7.11, 7.12 に平滑面, レイノルズ粗さ, ストークス粗さについて, スリップ流れによる負荷容量および摩擦力の値を  $M = 0$  での値で割って示す。  $W, F$  は  $n=200$  のときの  $W_2/n^2, F_2/n^2$  を用いて式 (7.33) より計算した。負荷容量は非圧縮性流体ではいずれの場合も  $M$  の増加とともに一様に減少する。またスリップ流れが  $W_0$  より  $W_2$  に

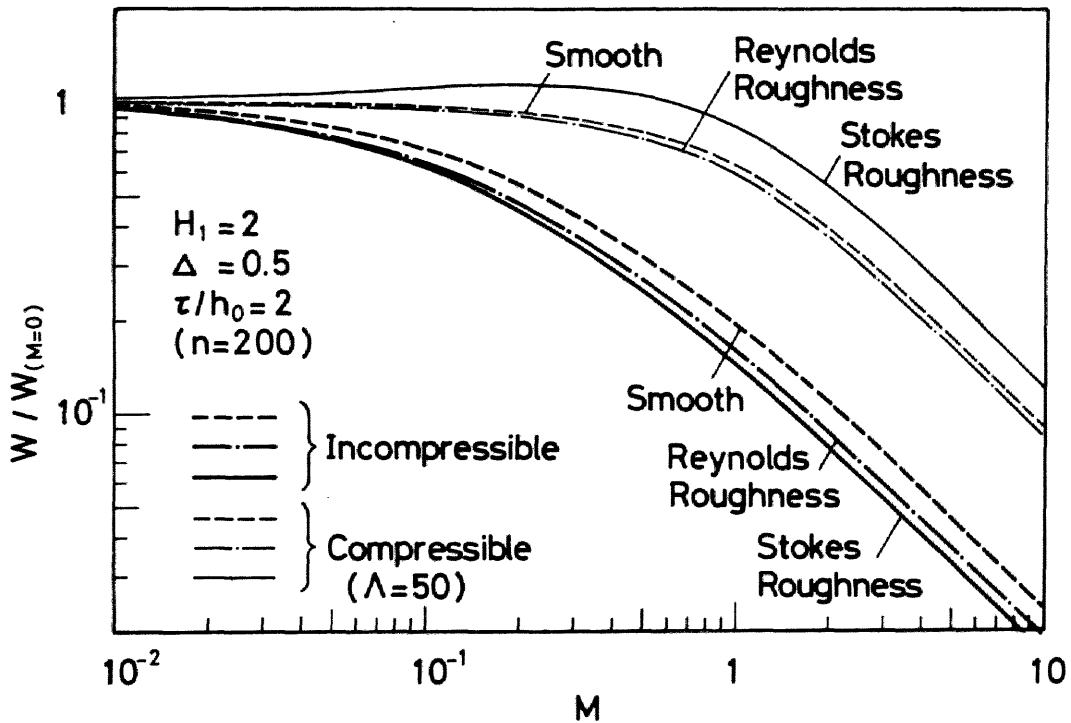


図 7.11 スリップ流れによる負荷容量の変化

大きく影響するため、ストークス粗さの減少量が最も大きい。圧縮性の効果が大きくなると、スリップ流れの影響は小さくなる。ストークス粗さでは  $M$  の増加とともに  $W$  がいったん微増し、その後に減少するため、減少量は最も少ない。これは図 7.8 に示したように  $W_2/n^2$  が負から正に変わるためである。摩擦力については非圧縮性と圧縮性の差は小さく、いずれの場合にも平滑面における減少量が最も大きい。ストークス粗さでは図 7.9 に示した関係があるため、 $M$  の増加とともにいったん増加し、その後

に減少しはじめる。

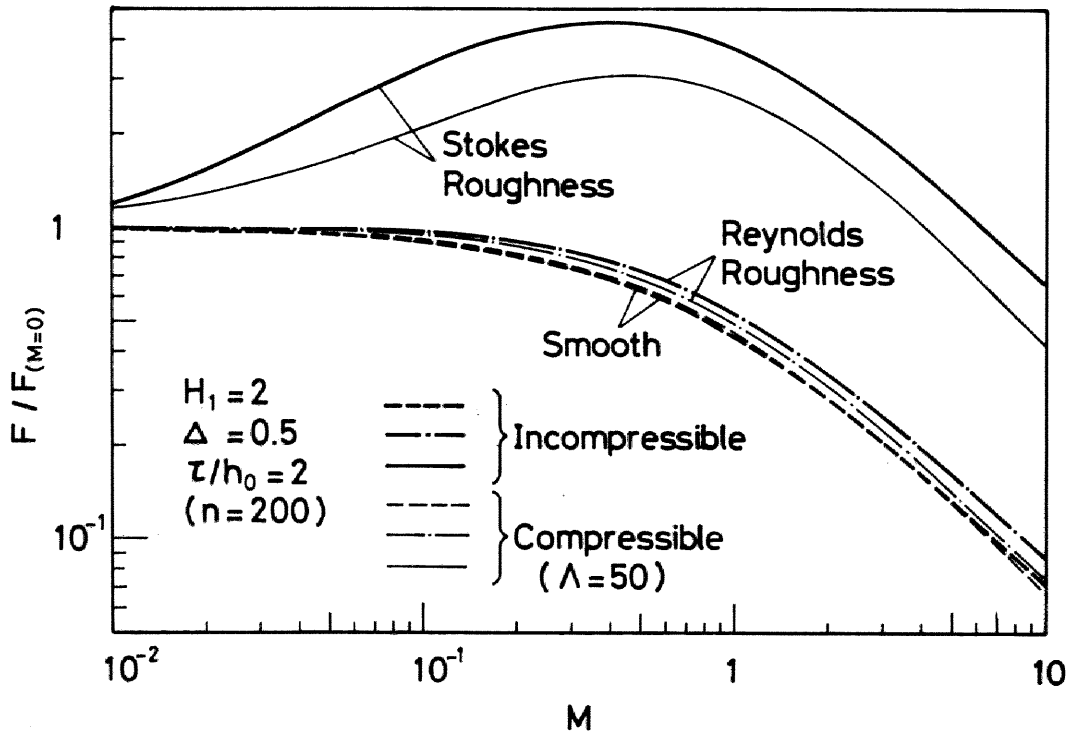


図 7.12 スリップ流れによる摩擦力の変化

#### 7.4 ランダム面粗さについての計算結果

ランダム面粗さについては、振幅と波長に対応する量として、2乗平均振幅と自己相関長さが用いられる<sup>(60)</sup>。振幅がガウス分布で、指定された自己相関長さを有するランダム面粗さを合成し<sup>(65)</sup>、計算を行った。 $X=X_i$ におけるすきまを $H_i$ 、正規乱数を要素とする行列を $\{\eta_i\}$ とすると $H_i$ は次式で与えられる。

$$H_i = H_1 - (H_1 - 1)X_i + \sum_{k=1}^l a_k \eta_{i+k-1} \quad (7.35)$$

ここで $l$ はサンプル数で $\{a_k\}$ は指定された自己相関関数から決まる変換行列である。ここではサンプル数 $l=50$ とし、以下の自己相関関数を用いた。

$$R(m\Delta X) = \sigma^2 \exp\left(-\frac{4.605m\Delta X}{\beta(l-1)}\right) \quad 0 \leq m \leq l-1 \quad (7.36)$$

$$R(m\Delta X)=0 \quad m>l-1 \quad (7.37)$$

ただし、 $\sigma$  は面粗さの 2 乗平均振幅、 $\Delta X$  は分割区間である。式 (7.36) は指数減衰曲線で、式 (7.37) との接続をスムーズにするため、減衰比を  $R(l-1)/R(0)=0.01$  と小さくした。 $\beta$  を変えることによって自己相関長さを変えることができる。

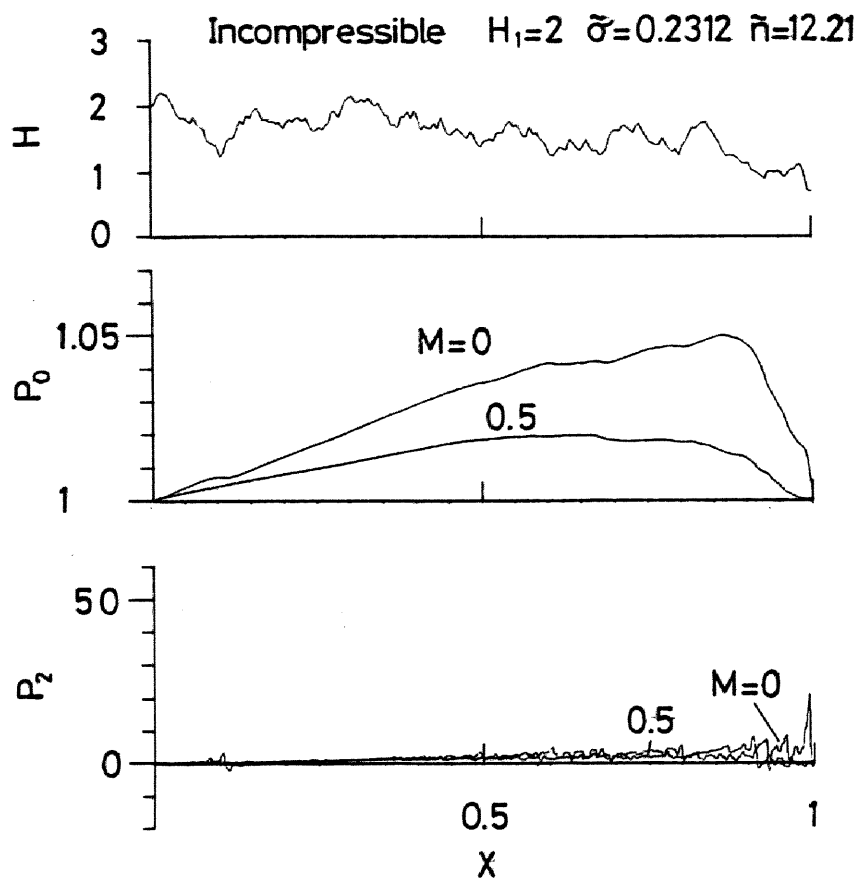
サンプル数が有限であるため、合成された面粗さの自己相関関数は完全には式 (7.36)、(7.37) とは一致しない。そこで合成されたすきま  $H_s$  とその 1 階微分  $\partial H_s / \partial X$  についてそれぞれ自己相関関数  $R_s(m\Delta X)$  と  $R_s''(m\Delta X)$  とを求め、次式により、2 乗平均振幅  $\tilde{\sigma}$ 、2 乗平均山数  $\tilde{n}$  とを求めた。

$$\tilde{\sigma} = \sqrt{R_s(0)} \quad (7.38)$$

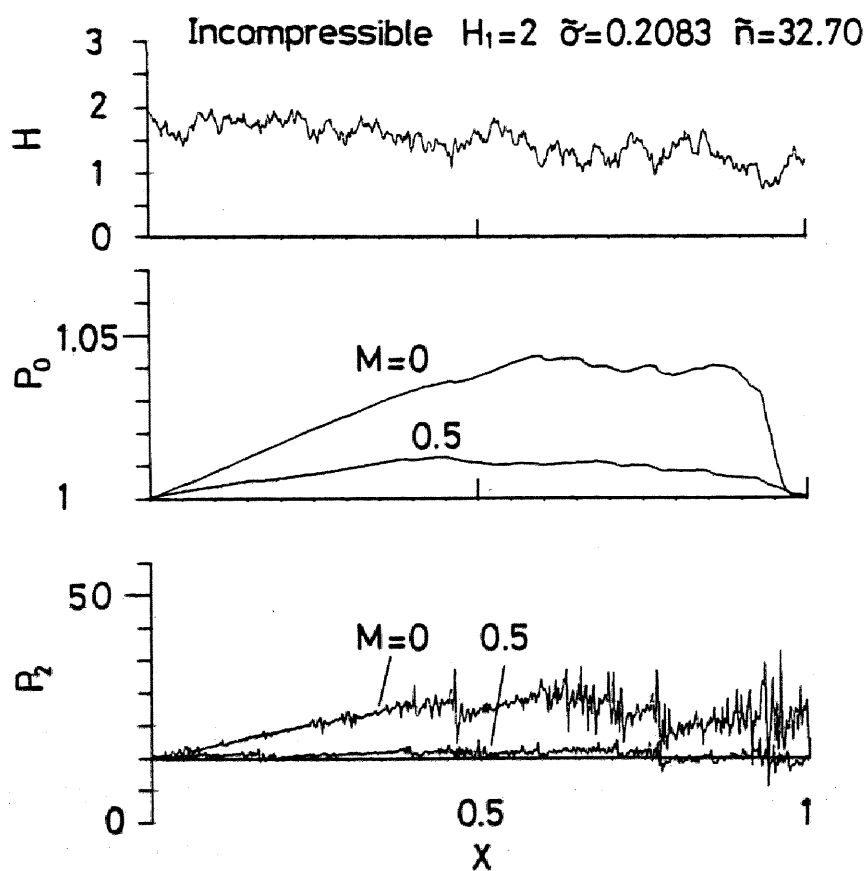
$$\tilde{n} = \frac{1}{2\pi} \frac{\sqrt{R_s''(0)}}{\tilde{\sigma}} \quad (7.39)$$

図 7.13 に節点数 1001 ( $\Delta X=0.001$ ) で (a) は ( $\sigma=0.2$ ,  $\beta=5$ )、(b) は ( $\sigma=0.2$ ,  $\beta=2$ ) として合成した面粗さの 1 例と、これを用いて計算した  $P_0$ ,  $P_2$  を示す。合成された面粗さはそれぞれ ( $\tilde{\sigma}=0.2312$ ,  $\tilde{n}=12.21$ )、( $\tilde{\sigma}=0.2083$ ,  $\tilde{n}=32.70$ ) である。 $P_0$  には粗さに対応した圧力の凹凸は小さく、圧力が平均化されていることがわかる。一方  $P_2$  には粗さに対応した細かい凹凸が見られる。図 (b) に示すように  $\tilde{n}$  が大きくなると  $P_0$  には大きな変化はないにもかかわらず、 $P_2$  は大幅に増加し、かつ凹凸も顕著になる。

図 7.14, 7.15 にいくつかのランダム面粗さについて計算して得られた  $W_2/\tilde{n}^2$  と  $\tilde{n}$  との関係を  $M=0$  の場合と  $M=1$  の場合について○印で示す。 $M=0$  では  $\tilde{n}$  がほぼ同じでも  $W_2/\tilde{n}^2$  のばらつきが大きく、例えば、 $\tilde{n}=13$  近傍では最大値と最小値の比が 20 倍以上にも達する。各点で  $\tilde{\sigma}$  の値の差は小さいため、ランダム面粗さでは統計的性質が同じでも、特性に大きな差が生ずることを意味している。一方  $M=1$  の場合にはばらつきが大幅に減少する。これは前述のようにスリップ流れが凸部で大きくなり、ばらつきの原因となる流出端近傍での突起の高さを減ずる効果があることに対応している。図 7.14, 7.15 より計算例は少ないが、平均的には  $W_2/\tilde{n}^2$  が  $\tilde{n}$  の増加に対してほぼ一定となり、 $W_2$  が  $\tilde{n}^2$  に比例する関係が成立することがわかる。



(a)  $\tilde{n} = 12.21$



(b)  $\tilde{n} = 32.70$

図 7.13 ランダム面粗さと圧力分布

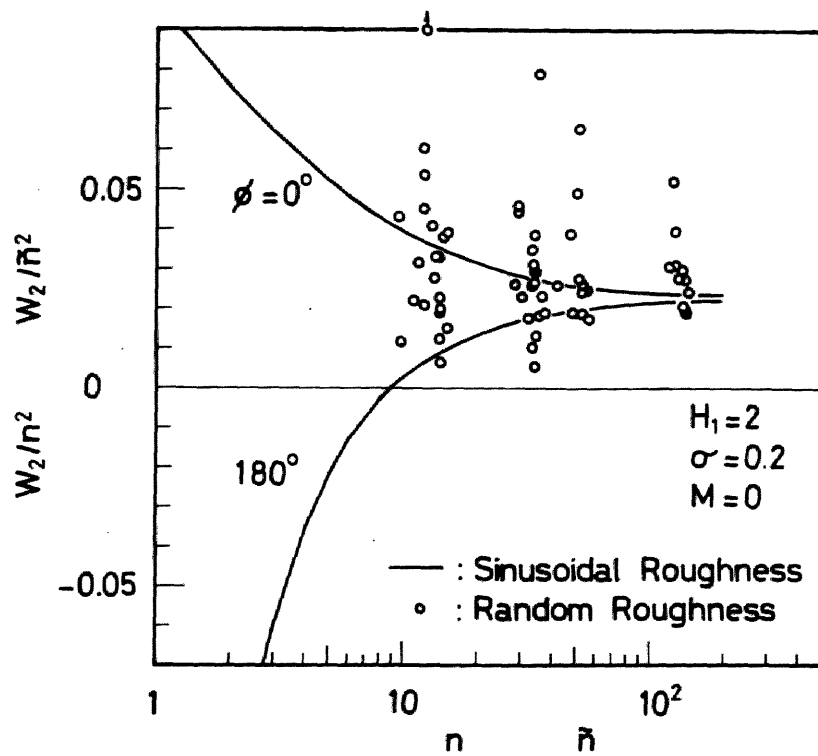


図 7.14 ランダム面粗さと正弦波状面粗さの比較  
(連続流)

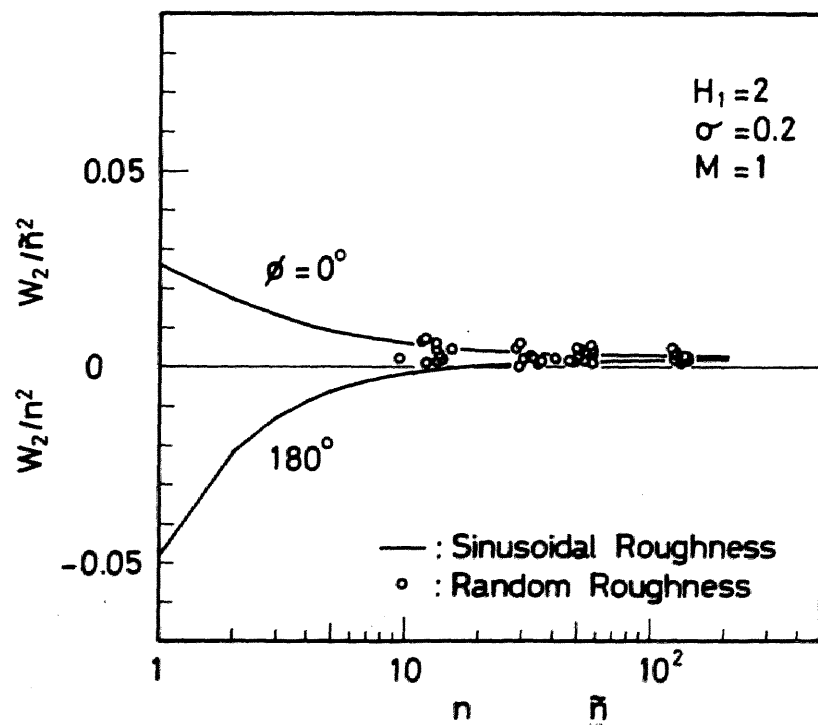


図 7.15 ランダム面粗さと正弦波状面粗さの比較  
(スリップ流れ)

図 7.14, 7.15 中の実線はランダム面粗さと統計的性質が同じ正弦波状面粗さ ( $\Delta = \sqrt{2}\sigma$ ,  $n = \tilde{n}$ ) について正弦波の位相  $\phi$  が  $0^\circ$  と  $180^\circ$  の場合の計算結果を示したものである。正弦波状面粗さでは  $W_2/n^2$  は  $\phi = 330^\circ$  近傍で最大値,  $\phi = 210^\circ$  近傍で最小値となるため, 図中の実線ではさまれた間が任意の位相の場合の解の存在領域の目安になる。ランダム面粗さについての平均値がほぼこの領域の中央近傍に存在することからランダム面粗さの平均的な特性を振幅が 2 乗平均振幅の  $\sqrt{2}$  倍で, 山数が 2 乗平均山数に等しい正弦波状面粗さの特性から予測できることがわかる。ただし, スリップが少ない場合にはばらつきが大きいことに注意を要する。

## 7.5 結 論

本章によって得られた結果を要約すると次のようになる。

- (1) スリップ流れの場合にも, 連続流の場合と同様に面粗さの山数  $n$  が十分大きくなればストークス粗さに起因する二次の流量  $Q_2$ , 負荷容量  $W_2$ , 摩擦力  $F_2$  は  $n^2$  に比例して増大する。したがって式 (7.34) で示されるようにストークス粗さとしての流量  $Q$ , 負荷容量  $W$ , 摩擦力  $F$  は  $n$  には直接依存しなくなり, 最小すきまと粗さの波長との比の 2 乗  $(h_0/\tau)^2$  によって決まる。
- (2) スリップ流れは 0 次の流量  $Q_0$  に対するのと同様に  $Q_2$  (負値) に対する流路抵抗を減少させる効果があり, スリップ流れにより  $Q_0$ ,  $-Q_2$  はともに増加する。特に面粗さの振幅  $\Delta$  が大きい場合には  $Q_2$  に及ぼす効果が著しく増大するため, 流路抵抗はレイノルズ粗さよりストークス粗さの方がより減少する。
- (3) 負荷容量については非圧縮性流体では, クヌッセン数  $M$  の増加とともに一様に減少し, 減少量は平滑面, レイノルズ粗さ, ストークス粗さの順に大きくなる。圧縮性の効果が大きい場合には, スリップ流れの影響は小さくなり,  $M$  の増加とともに平滑面およびレイノルズ粗さでは一様に減少するが, ストークス粗さではいったん増大し, その後に減少しはじめるため, 減少量は最も少なくなる。
- (4) 摩擦力に及ぼす影響については, 非圧縮性流体と圧縮性流体との差は小さい。摩擦力は  $M$  の増加とともに平滑面・レイノルズ粗さでは一様に減少し, 減少量は平滑面の方が大きい。ストークス粗さでは摩擦力 (負値) の大きさはいったん増大し, その後に減少しはじめる。
- (5) ランダム面粗さでは 2 乗平均山数を  $\tilde{n}$  とすると,  $\tilde{n}$  の増加に対して平均的には  $W_2/\tilde{n}^2$

が一定となる。この値は振幅が2乗平均振幅の $\sqrt{2}$ 倍で、山数が2乗平均山数に等しい正弦波状の粗さの場合の値にほぼ等しいため、正弦波状面粗さから平均的な特性を予測することができる。

## 第8章 スライダ気体軸受を応用した浮動

### ヘッド機構の設計<sup>(66)~(68)</sup>

#### 8.1 緒 言

スライダ気体軸受を応用した浮動ヘッドは回転する磁気記録媒体面上に微小な空気膜を介して記録再生ヘッドを浮上させるもので、記録密度を向上させるためには、記録媒体と磁気ヘッドとのすきま（浮上すきま）をできるだけ小さくすることが必要である。スライダ気体軸受の基礎的な特性はGrossらによって明らかにされ<sup>(47)~(50)</sup>，さらにその後の応用設計についての研究により，種々の磁気記録装置用の浮動ヘッドとして実用化が進められてきた<sup>(69)~(72)</sup>。磁気ディスク装置ではディスク面の面振れが大きいため，浮上すきまを一定に保持することが重要である。これに関しては，Tang<sup>(73)</sup>および小野<sup>(74)</sup>の研究がある。

磁気ディスク装置の大容量・高記録密度化の要求にともない，浮上すきまをさらに微小化することが必要となっているが，サブミクロンで浮上する浮上ヘッドの設計にあたっては，つぎの理由によって，従来の設計法をそのまま適用することはできない。

- (i) 空気の分子平均自由行程 $\lambda$ の影響を無視することができなくなる。 $\lambda$ は一つの分子が他の分子に衝突するまでの平均的な距離で，空気の場合，標準状態では $\lambda_a = 0.064 \mu\text{m}$ である。 $\lambda$ の効果はクヌッセン数 $M$ によって表され， $M$ が0.1程度以上になると $\lambda$ の影響が大きくなり，空気は不連続流体としての特性を示すようになる。
- (ii) 一般に空気の圧縮性の効果が大きくなり，流体潤滑問題を支配するレイノルズ方程式の非線形性が増大する。このため，従来の解法では収束性の悪さから解を得ることが困難となる。圧縮性の効果は圧縮性定数 $A$ によって表される。たとえば，従来用いられていた $P^2H^2$ 線形化法は，せいぜい $A = 1000$ 程度までであり，すきまが末広がりの場合には， $A = 50$ でも収束しない場合がある。

これまでのディスク用浮動ヘッドは，スライダを起動後に媒体面に押圧し，停止面に媒体面より引離す，いわゆるランディングオン・オフ方式のものであり，高い押圧力（3.5 N）の円筒面スライダが用いられていた。この方式では安全なオンオフ動作を行うために，ヘッドの高精度の設定調整が必要であり，また面圧が高いため定常浮上時の突発的なヘッドと媒体との接触（ヘッドクラッシュ）による損傷は大きい<sup>(70)</sup>。浮上量の微小化に関しては，低押圧力・低接触面圧にすることによって，ヘッドと媒体とが接触した状態での起



動・停止（CSS）方式を可能にしたテーパフラットスライダのような平面スライダが有利である<sup>(75)</sup>。すなわち、従来のランディングオン・オフ方式に比して機構が簡単であり、接触した状態から起動するためにヘッドの設定調整の精度を緩和することができ、また、押圧力が小さいためにヘッドクラッシュによる損傷は軽減できる。このような低押圧力・低接触面圧のスライダについてはこれまで系統的な研究は行われていなかった。

本章では、第2章で示した高い圧縮性定数  $A$  に対しても収束性に優れた数値計算法を分子平均自由行程の影響を考慮した修正レイノイズ方程式に適用し、テーパフラットスライダの寸法形状をパラメータとして広範囲の  $A$  値にわたって負荷容量・圧力中心位置と、一部のパラメータについては空気膜のばね剛性・減衰係数とを設計線図として示した。また、これらの線図から得られる微小すきまスライダの設計指針を具体的な設計例をあげて示した。

CSS方式の問題点は浮上すきまを微小化するためにスライダ浮上面、媒体面の面精度を向上していくと、停止中に両者間に結露してくる湿気あるいは媒体表面に塗布されている潤滑剤によってヘッドと媒体とが吸着するようになり、起動時に損傷する危険性が增大することである<sup>(76), (77)</sup>。そこで、この危険性を回避するため、停止中には浮動ヘッドを媒体面より引き離しておき、起動直前にこれを媒体面に押圧する機構を備えたテーパフラットスライダと、浮上面を微小なクラウンハイトをもつ円筒面状に加工し、停止中の接触面積を小さくすることによって吸着力を軽減したテーパクラウンスライダについて、浮上すきまを  $0.2\mu\text{m} \sim 0.3\mu\text{m}$  として設計試作を行った例を示した。なお、テーパクラウンスライダは第10章で述べる電電公社で開発したJS4380形磁気ディスク装置（昭和56-6）において実用化されたものである。

## 8.2 浮上すきま微小化のための設計指針<sup>(66)</sup>

浮動ヘッドスライダの機能は、微小なすきまを一定に保つことであり、静特性と動特性とから設計を最適化することが必要である。時間項を考慮した修正レイノイズ方程式は無次元化した形で次のように表される<sup>(78), (79)</sup>。

$$B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left\{ (PH^3 + 6MH^2) \frac{\partial P}{\partial X} \right\}$$

$$+\frac{\partial}{\partial Y}\left\{(PH^3+6MH^2)\frac{\partial P}{\partial Y}\right\}=A_b\frac{\partial(PH)}{\partial X}+\sigma_b\frac{\partial(PH)}{\partial \tau} \quad (8.1)$$

ここで,

$$A_b = \frac{6\mu Ub^2}{p_a h_0^2 l}, \quad \sigma_b = \frac{12\mu\omega_0 b^2}{p_a h_0^2}$$

である。なお、式(8.1)は一般的には数値的に解かなければならないが、実用されているスライダ幅と長さの比  $B = b/l$  の小さい低面圧スライダには、非圧縮性・無限小幅の近似解が適用できることが示されている<sup>(79)</sup>。

本節では、静特性については第2章で示した方法により、動特性については、微小振動<sup>(74), (79)</sup>を仮定し、式(8.1)を周波数領域に変換して得られる動的レイノイズ方程式の数値計算により求めたテーパフラットスライダの設計チャートを示すとともに、微小すきまスライダの設計指針について述べる。

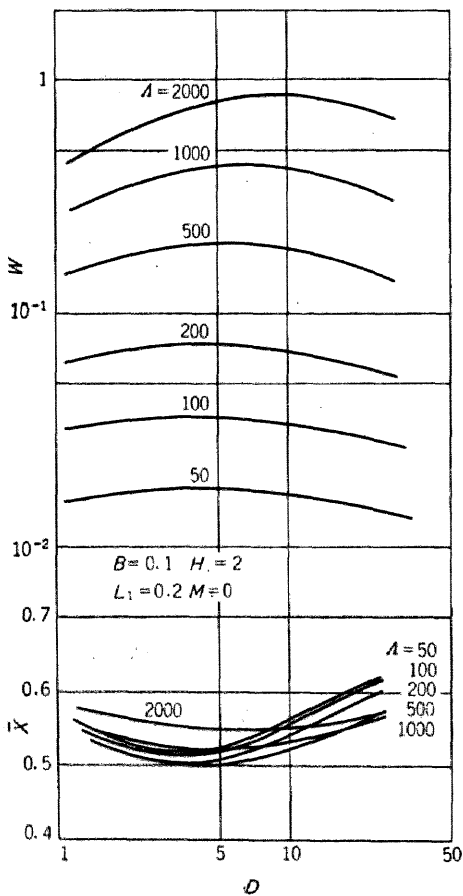


図 8.1 静特性設計チャート

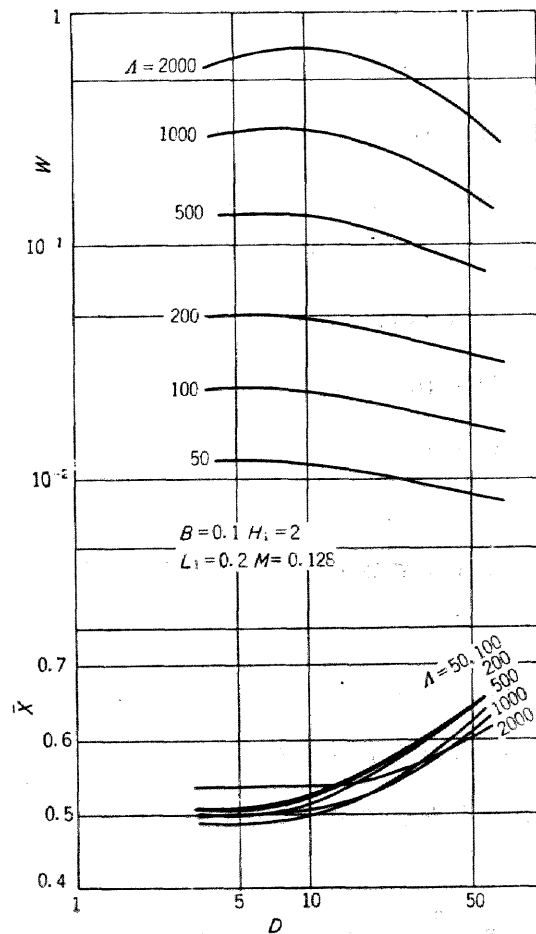


図 8.2 静特性設計チャート

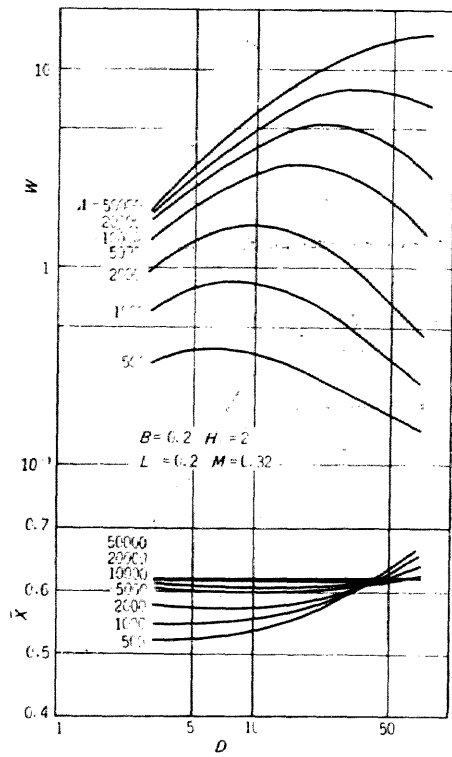


図 8.3 静特性設計チャート

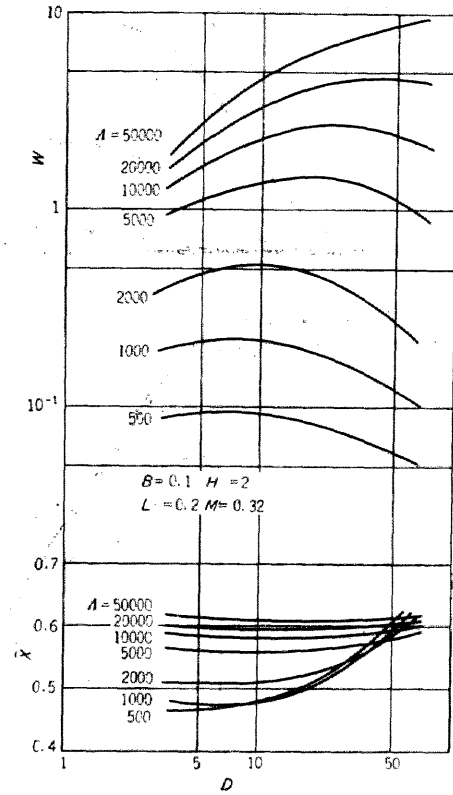


図 8.4 静特性設計チャート

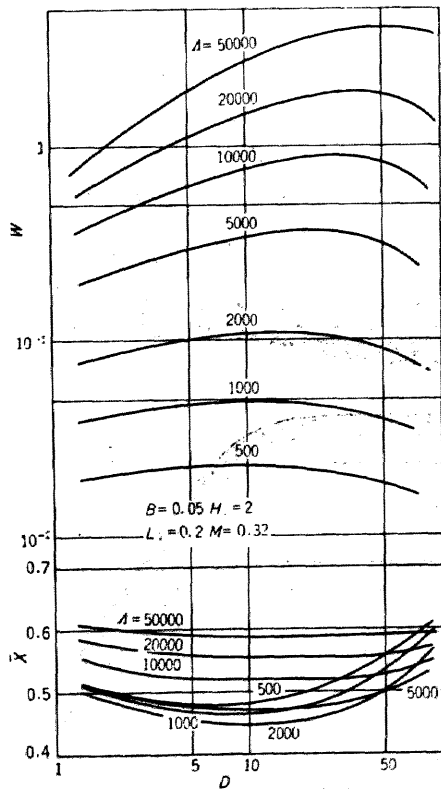


図 8.5 静特性設計チャート

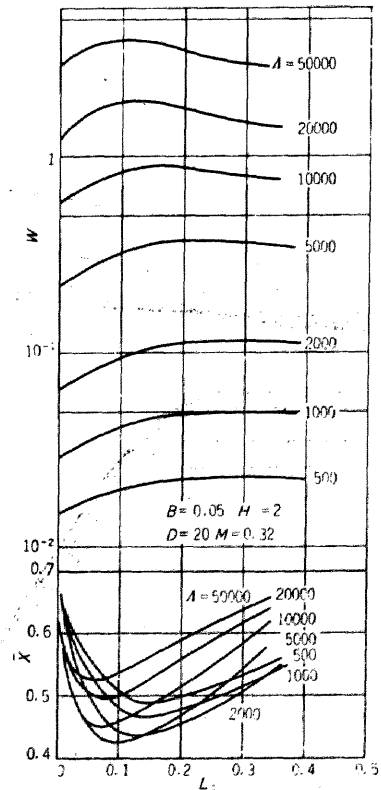


図 8.6 静特性設計チャート

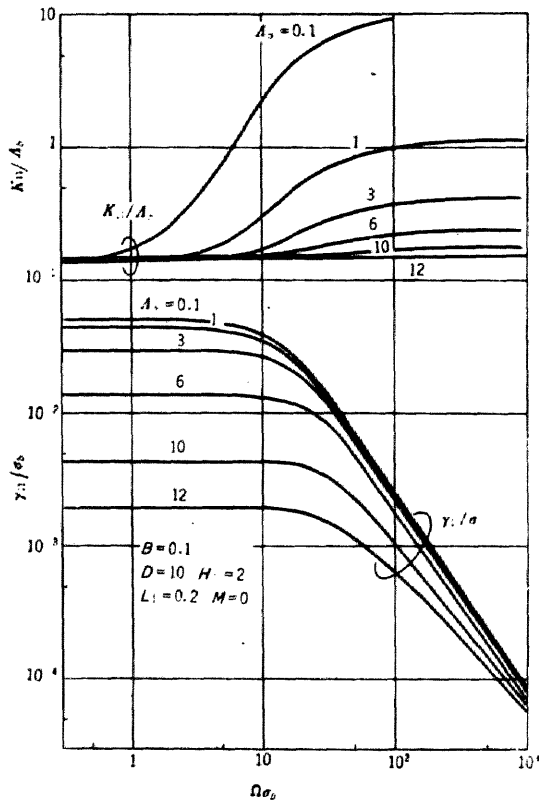


図 8.7 動特性設計チャート

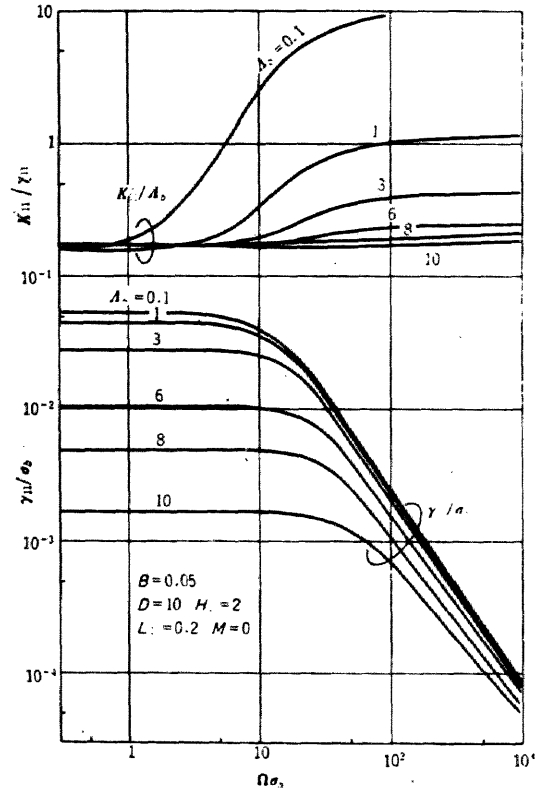


図 8.8 動特性設計チャート

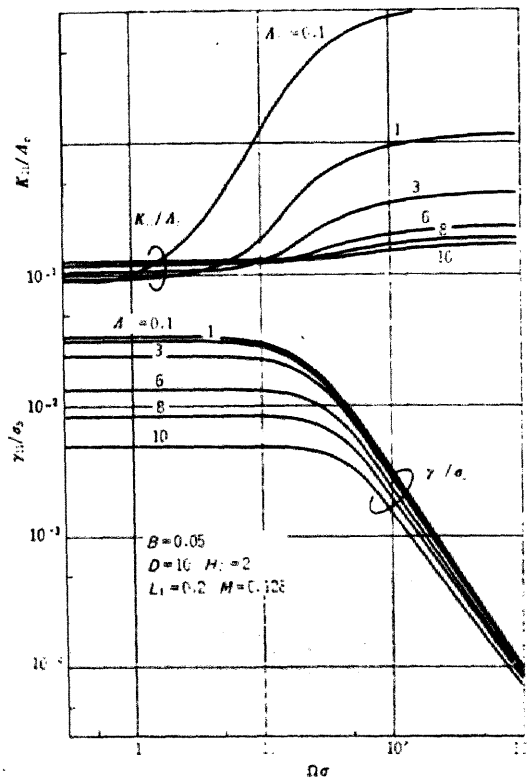


図 8.9 動特性設計チャート

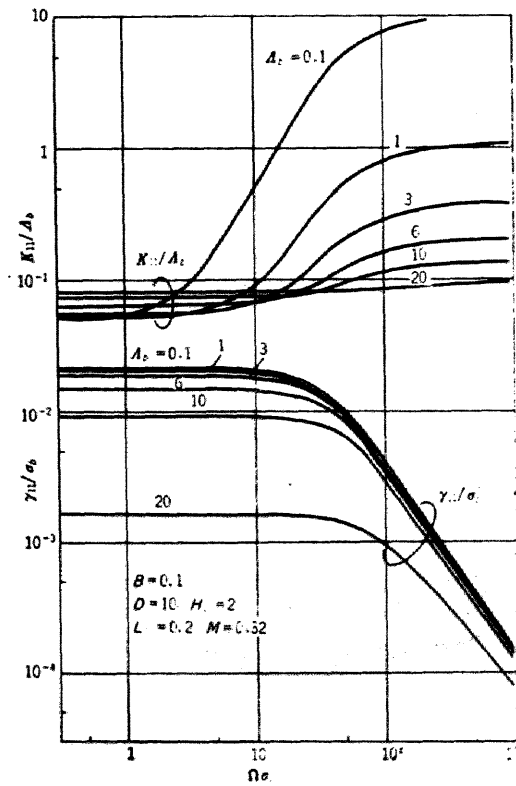


図 8.10 動特性設計チャート

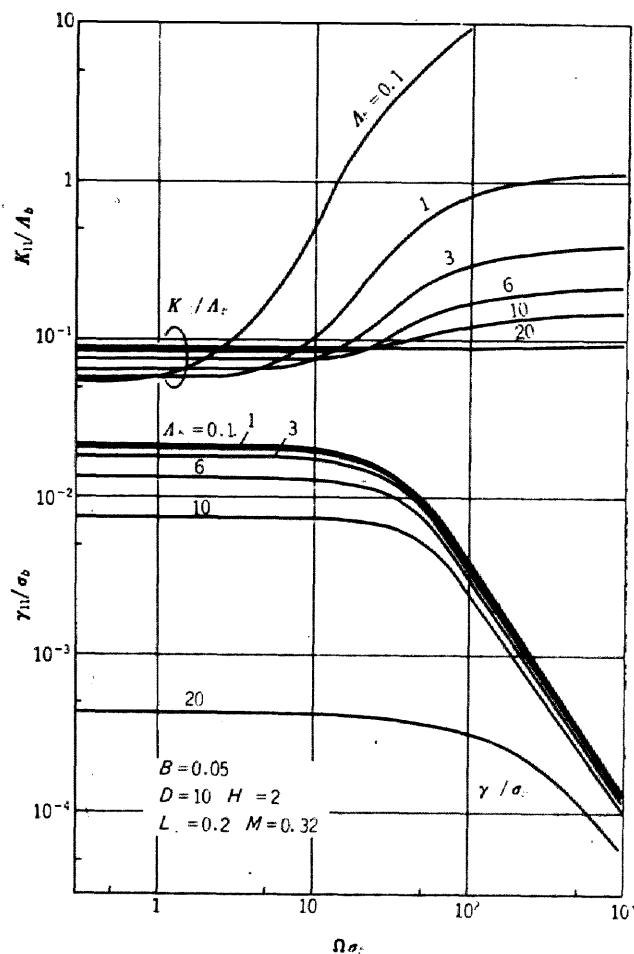


図 8.11 動特性設計チャート

図 8.1～8.6 に寸法形状をパラメータとし広範囲の  $A$  値にわたる浮上力  $W$ ，圧力中心位置  $\bar{X}$  の計算結果を示す。また，図 8.7～8.11 にスライダ幅  $b$  を含む無次元量  $A_b$  と  $\sigma_b$  で整理した空気膜の平行振動モードの無次元剛性  $K_{11}$  および無次元減衰係数  $\gamma_{11}$  の計算結果を示す。これらの図から具体的なテーパフラットスライダの設計が可能である。

つぎに，これらの計算結果をもとに浮上すきま微小化の問題点とその解決策，および微小すきまスライダの設計指針について述べる。

浮上すきまを微小化する方法としては，イ) 押圧力を増す，ロ) スライダ面積を小さくする，等の方法が考えられる。しかし，CSS 方式のスライダでは耐摩耗性の観点から平均面圧をできるだけ小さくする必要がある。また，浮上すきまを微小化するほどスライダと媒体が接触する危険性が増すため，媒体面振動に対する高い追従性が要求される。

まず平均面圧に関する考察を行う。浮上すきま  $h_0$ ，スライダの寸法  $b, l$  と浮上力すなわち押圧力  $w$  および平均面圧  $p_w$  の関係は近似的に

$$w \propto \frac{b^3}{h_0^2}, \quad p_w \propto \frac{b^2}{h_0^2 l} \quad (8.2)$$

で表される。したがって、押圧力を増大させて浮上すきを微小化する場合には  $h_0^{-2}$  に比例して面圧が増大することになる。一方、 $h_0$  に比例して  $b$  を小さくしていけば平均面圧が一定となる。すなわち、平均面圧の観点から推奨できるすきの微小化の方法はスライダ幅を小さくする方法であり、単に押圧力を増す方法は面圧を極端に増大させてしまう。

つぎに、スライダ形状と空気膜の剛性および減衰係数の関係から追従特性に関する考察を行う。

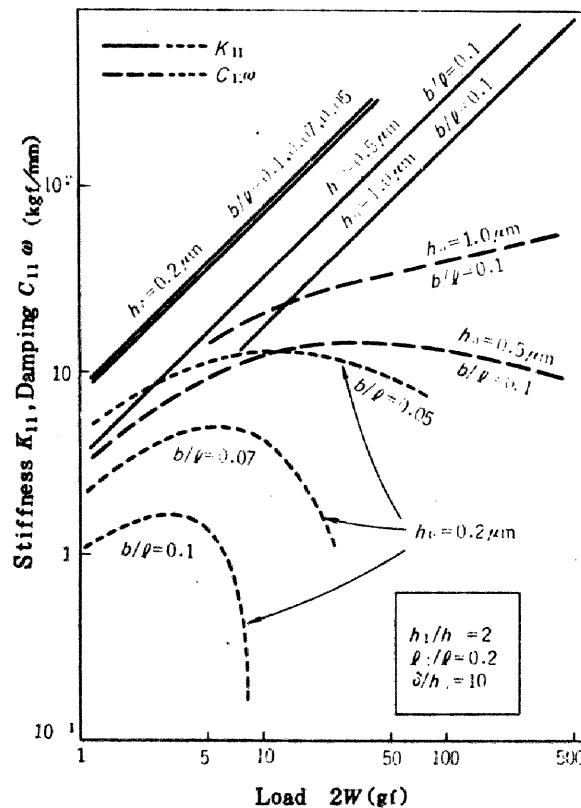


図 8.12 浮上すきと  $b/l$  に対するテーブラットスライダの空気膜特性

図 8.12 は浮上すき  $h_0$  とスライダ長さ幅比  $B = b/l$  をパラメータとして、テーブラットスライダの空気膜剛性および減衰の特性を押圧力に対して示したものである。これから  $B = 0.1$  という寸法比を保って浮上すきを微小化すると剛性は増大するが減衰は減

少し、ある荷重以上の領域では負値を示す場合も生じ、追従性が悪化するだけでなく、動的不安定になるおそれもあることがわかる。したがって、例えば浮上量  $0.2 \mu\text{m}$  の浮動ヘッドスライダを  $B = 0.1$  として設計する場合は押圧力を  $10 \text{ gf}$  以下に設定しなければならない。しかし、同じ浮上量  $0.2 \mu\text{m}$  としても  $B$  を小さくしてゆくと減衰は増し、より高荷重の領域まで安定性が保証されて浮上量の大きい場合の減衰特性に近づき、かつ剛性はほぼ一定に保たれる。すなわち、追従性の観点から推奨できる微小すきま化の方法は、スライダ幅を小さくする方法であり、 $B$  を一定として相似的にスライダ面積を小さくする方法あるいは単に押圧力を増す方法は追従性を悪化させる。

押圧力の小さい領域において、減衰係数の高いすきま形状は走行面に平行な平面であること<sup>(79)</sup>から、微小すきまを実現する方法としては、平面スライダを用いて  $b/l$  を小さくしていくことが望ましい。またこの結論は同時に平均面圧を小さくする形状とも一致する。一方、空気膜の剛性を高めるため、あるいはコンタクトスタート時の浮上り特性の観点からは適当なテーパが必要であり、追従性を損なわない範囲内でテーパ形状を定める必要がある。

追従性を向上させるためにはスライダの質量を小さくすることも重要な設計課題である。すなわち、スライダの質量を  $m$ 、空気膜の剛性を  $k$ 、減衰係数を  $c$  とすれば、共振周波数におけるすきま変動  $\Delta h$  は近似的に次式で表される。

$$\Delta h = a \cdot \frac{k}{c\omega}, \quad \omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (8.3)$$

ここで、 $a$  は媒体面の振動振幅である。ところで、一般のディスク媒体面の振動振幅は図 8.13 に示すように、周波数のほぼ 2 乗に反比例して減少する特性を有している。したがって、式 (8.3) は結局次式のように表すことができる。

$$\Delta h = a \frac{k}{c\omega} \propto \frac{k}{c\omega^3} = \frac{m^{3/2}}{ck^{1/2}} \quad (8.3)'$$

したがって、 $c$  および  $k$  を大きくするとともに  $m$  をできるかぎり小さくすることによって高い追従特性が得られる。

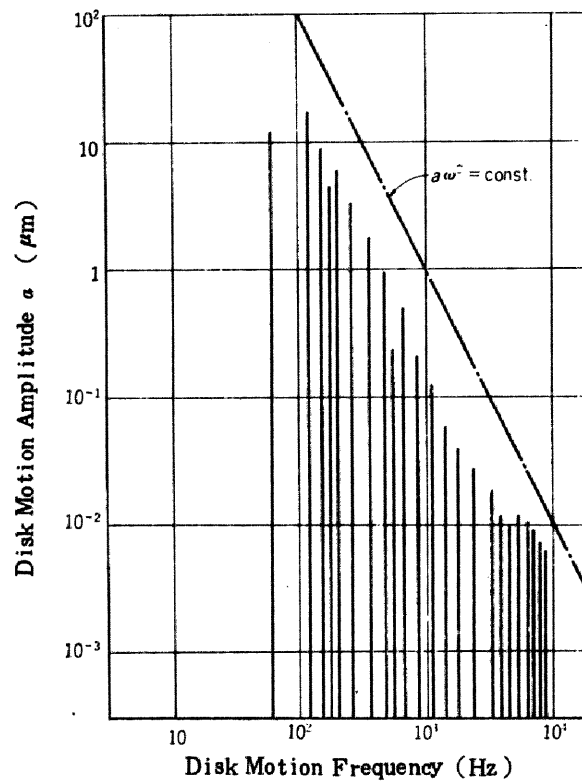


図 8.13 媒体面振動の周波数分析結果

### 8.3 テーパフラット形浮動ヘッド機構<sup>(66)</sup>

#### 8.3.1 設計方針

ここでは浮上すきを微小化するための技術を確立することを目的として、テーパフラットスライダの浮上特性の基礎検討結果および設計指針に基づいて、具体的な浮動ヘッド機構を設計試作した例について述べる。

##### (I) スライダ

テーパフラットスライダを用い、接触させた状態から浮上開始させる方式をとる。耐摩耗性を高めるため、押圧力・面圧を小さくするとともに、追従性を高めるため、小形軽量化をはかる。設計目標は次のとおりである。

- (i) 浮上すき  $0.2 \mu\text{m}$
- (ii) 許容浮上すき変動  $\pm 0.02 \mu\text{m}$  以下

浮上すきの設定にあたっては使用する媒体の面粗さ・うねり・面振れを考慮しなければならない。ここでは最大面粗さ ( $R_{\text{max}}$ )  $0.03 \mu\text{m}$  以下、中心線平均粗



さ (CLA)  $0.01\ \mu\text{m}$  以下のめつき媒体を想定した。

### (Ⅱ) 支持機構

負荷ばねは追従性の点で有利なランプスプリング (ばね性をヘッドアームとの接合部に集中してもたせる) を用いる。ヘッドアームの軽量・高剛性化を進める。

### (Ⅲ) ローディングオン・オフ機構

ヘッドと媒体との吸着を防止するため、停止状態ではヘッドをディスクより引き離しておく方式を採用する。駆動機構としてはヘッドが磁性材であることを利用した電磁石による吸引式と、機械的に負荷ばねを上下移動させるものと考えられるが、電磁石では漏洩磁束が書込まれている情報を乱す可能性があるため、機械式を用いることとする。

## 8.3.2 スライドの設計

押圧力・面圧および質量を小さくするためにはスライド形状をできるだけ小形化する必要がある。しかし、小形化するにつれて加工設定誤差の浮上特性に及ぼす影響が大きくなる。そこで本試作では長さ  $l = 4\ \text{mm}$  のテーパフラットスライドを設計した。スライド幅は低面圧、高減衰特性を得るため  $b = 0.2\ \text{mm}$  ( $B = 0.05$ ) とした。テーパ形状は、加工誤差の影響を小さくし、浮上時の安定な圧力分布を得るため、またコンタクトスタート時の浮き上りを早くするためテーパ高さ  $\delta = 4\ \mu\text{m}$  ( $D = 20$ )、テーパ長さ  $l_1 = 0.7\ \text{mm}$  ( $L_1 = 0.175$ ) とした。以下、試作スライドを 40T スライドと呼ぶ。40T スライドの浮上力は走行速度  $U = 40\ \text{m/s}$ 、浮上すきま  $h_0 = 0.2\ \mu\text{m}$  において双胴スライドとして  $2w = 3.4\ \text{gf}$  である。表 8.1 に設計諸元を示す。

図 8.14 に 40T スライドの走行速度  $U$  と浮上すきま  $h_0$  の関係、図 8.15 に  $U = 40\ \text{m/s}$  における浮上すきまと浮上力の関係を示す。浮上すきま変動の許容値を  $\pm 0.02\ \mu\text{m}$  以下とすると押圧力の設定許容範囲は  $2.9 \sim 4.0\ \text{gf}$  である。スライド加工組立上の寸法公差・設定精度は生産性・価格に大きく影響する。図 8.16 は  $0.2\ \mu\text{m}$  の浮上すきまを与える基準寸法から、それぞれのパラメータを独立に変化させた場合の浮上すきまの変動量を求めたものである。ただし、スライド長さ  $l$  を変化させたときにも  $l_1/l$  は一定であるものとして計算した。図中の破線は許容すきまの上限と下限を示している。各パラメータのうちスライド長さ  $l$  とテーパ高さ  $\delta$  に対する寸法公差はきわめて大きい。一方、スライド面の面精度 (そりの大きさ)  $\varepsilon$  とスライド幅  $b$  の

表 8.1 40T スライド諸元

浮上すきま	$h_0$	$0.2 \pm 0.02 \mu\text{m}$ ( $U = 40 \text{ m/s}$ にて)
スライド長	$l$	$4.0 \pm 0.1 \text{ mm}$
スライド幅	$b$	$0.2 \pm 0.005 \text{ mm}$
全 幅		$2.6 \pm 0.1 \text{ mm}$
テーパ高さ	$\delta$	$4.0 \pm 1.0 \mu\text{m}$
テーパ長さ	$l_1$	$0.7 \pm 0.1 \text{ mm}$
押 圧 力	$2w$	$3.4 \pm 0.4 \text{ gf}$
支持点位置	$\bar{x}$	$2.1 \pm 0.1 \text{ mm}$

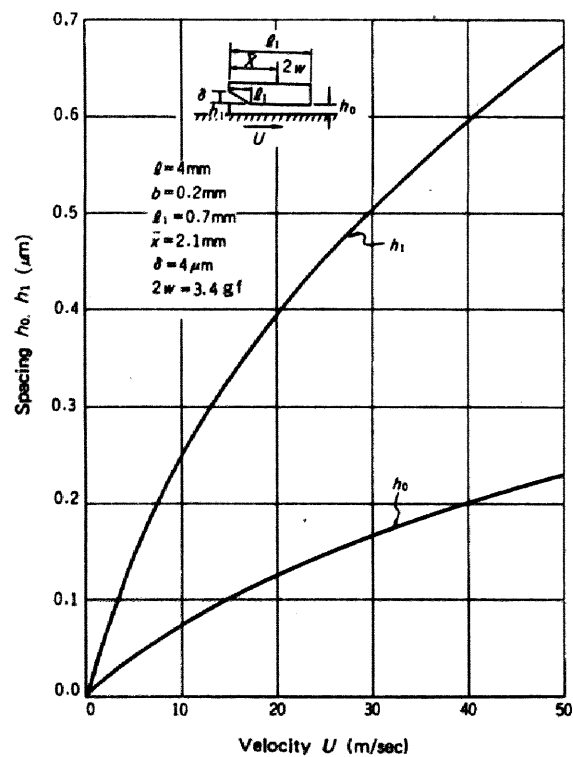


図 8.14 40T スライドの走行速度と浮上すきまの関係

変化が浮上すきまに及ぼす影響はかなり大きいので、40T スライドの設計においてはそれぞれ  $\delta = 0 \pm 0.05 \mu\text{m}$ 、 $b = 0.2 \pm 0.05 \text{ mm}$  としている。表 8.2 に各パラメータの許容寸法の上限と下限の絶対値と基準寸法に対する百分率を示した。

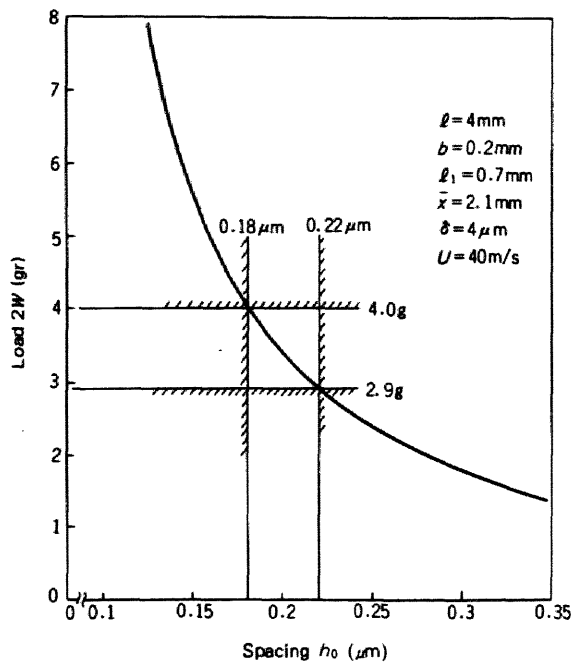


図 8.15 40T スライダの浮上すきまと  
浮上力の関係

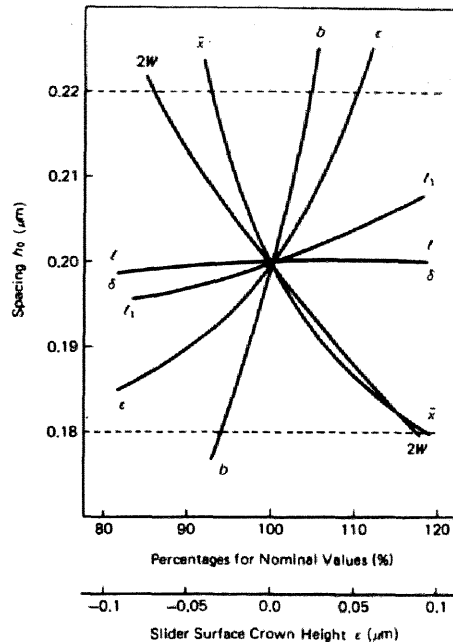


図 8.16 40T スライダの加工設定精度と  
浮上すきまの関係

図 8.17 に 40T スライダの媒体面振動に対する追従特性の計算値および実験値を示す。図中の斜線は回転時のめっき媒体の振動特性から、浮上すきまの変動量が  $\Delta h < 0.01 \mu\text{m}$  となる許容振幅比を求めて図示したものである。実験結果には理論結果にないピークがいくつか存在するが、これはスライダ支持機構の振動特性によるものである。いずれのピークも許容振幅比を満足しており、40T スライダの追従性は十分仕様を満足していることが確認できた。

### 8.3.3 浮動ヘッド支持機構

浮動ヘッドスライダはすきま方向およびピッチング・ローリング方向には十分弾性的に支持する一方、ディスク面走行方向およびアクセス方向の剛性は十分高くする必要がある。本試作では厚さ  $40 \mu\text{m}$  のステンレス製ジンバルばねで支持することとした。負荷ばねは図 8.18 に示すように、ばね性をヘッドアームとの接合部の台形ばねに集中してもたせ、負荷アームは厚さ  $0.1\text{mm}$  のステンレス材を U 字形に曲げて剛性を高める構造とした。また負荷ばねは図 8.19 に示すようにジンバルばねと一体構造とした。

浮動ヘッドスライダの追従特性には、図 8.17 に示したように、支持機構に起因したピークが現れる。このピークは負荷アームの弾性体としての固有振動モードのうち、

表 8.2 40 T スライダの許容寸法・設定誤差

許容すきま上限		0.22 $\mu\text{m}$	許容値下限	基 準 寸 法	許容値上限
基準すきま		0.2 $\mu\text{m}$			
許容すきま下限		0.18 $\mu\text{m}$			
絶 対 寸 法	スライダ長	$l \text{ mm}$	1.0	4.0	$\infty$
	スライダ幅	$b \text{ mm}$	0.188	0.20	0.209
	テーパ高さ	$\delta \text{ }\mu\text{m}$	0.4	4.0	50
	テーパ長さ	$l_1 \text{ mm}$	0.1	0.7	0.95
	面 精 度	$\varepsilon \text{ }\mu\text{m}$	-0.15	0.0	0.05
	押 圧 力	$2w \text{ gf}$	2.9	3.4	4.0
	支持点位置	$\bar{x} \text{ mm}$	1.95	2.1	2.5
基 準 値 に 対 す る 割 合	スライダ長	$l$	25	100	$\infty$
	スライダ幅	$b$	94	100	104.5
	テーパ高さ	$\delta$	10	100	1250
	テーパ長さ	$l_1$	14.3	100	135.7
	面 精 度	$\varepsilon$	—	—	—
	押 圧 力	$2w$	85.3	100	117.6
	支持点位置	$\bar{x}$	92.9	100	119.0

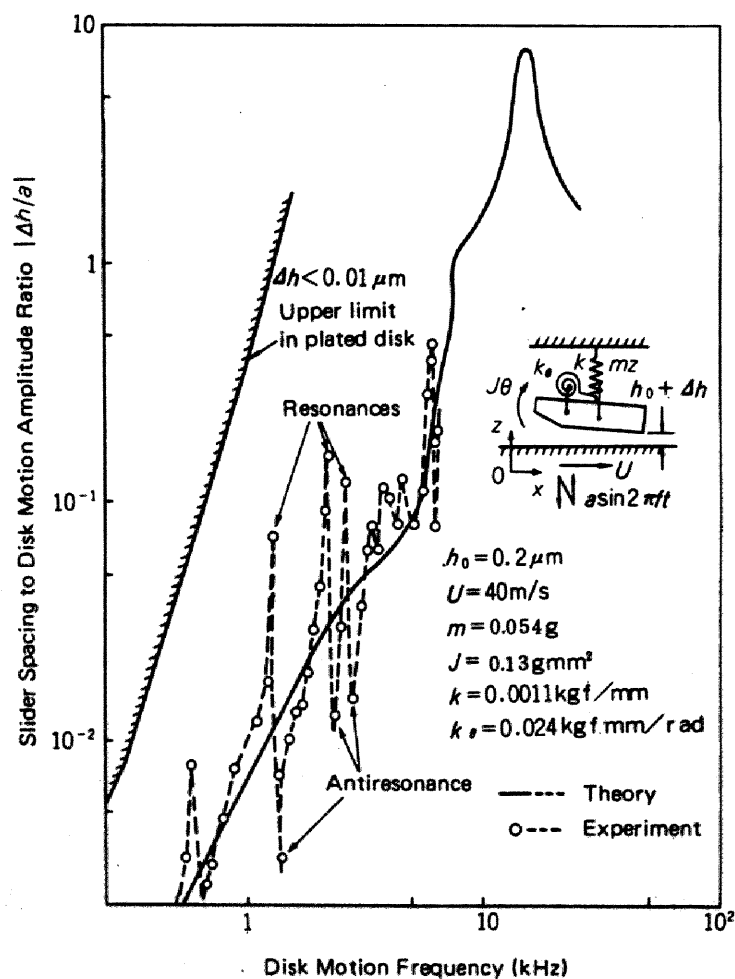


図 8.17 40 T スライダの追従特性

スライダ負荷力点を単純支持とした振動モードに対応する固有振動数で現れる。したがって、ばね性を集中させた前述の構造はこの振動モードの固有振動数を高め、実用上問題となる低周波領域で、このピークが現れる個数をできるだけ少なくした構造と言える。

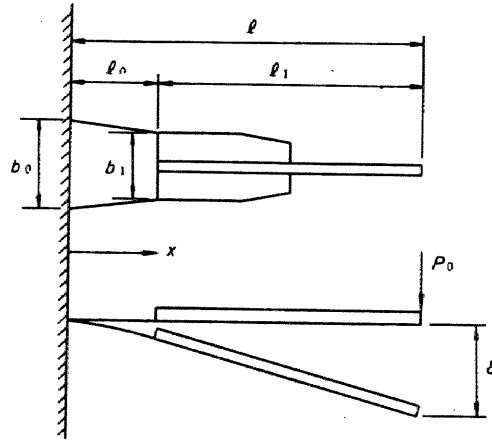


図 8.18 負荷ばね

図 8.18 に示す負荷ばねの負荷力  $P_0$  とたわみ  $\delta$  の関係は次式で表される。

$$\delta = \frac{P_0 l_0^3}{EI_0} \cdot G(\alpha, \beta) \quad (8.4)$$

ここで、

$$I_0 = \frac{b_0 t^3}{12}, \quad \alpha = \frac{l_1}{l_0}, \quad \beta = \frac{b_1}{b_0}, \quad r = \frac{2 \log \beta}{1 - \beta}$$

$$G(\alpha, \beta) = \frac{1 - 3\beta - \beta^2 r}{2(1 - \beta)^2} + \frac{2 + \beta r}{1 - \beta} \cdot \alpha - \frac{r}{2} \alpha^2$$

$t$  : 板厚,  $E$  : ヤング率

である。一方、ばね部の応力  $\sigma$  は

$$\sigma = \frac{6P_0}{b_0 t^2} \cdot \frac{l-x}{1-Cx}, \quad C = \frac{1-\beta}{l_0} \quad (8.5)$$

で表される。応力は局部的に集中しない方がよいから、ばね部で等応力となる条件を

求めると

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{l-x}{1-Cx} \right\} = \frac{Cl-1}{(1-Cx)^2} \quad (8.6)$$

より、等応力の条件は

$$Cl=1 \text{ すなわち } 1-\beta=l_0/l \quad (8.7)$$

となる。またこのときの応力は次式で与えられる。

$$\sigma = \frac{6P_0 l}{b_0 t^2} \quad (8.8)$$

等応力の条件である式(8.7)をいいかえれば、台形ばねの形状は負荷力点  $x=l$  と固定部を結ぶ二等辺三角形の一部であるといえる。

なお、式(8.7)を式(8.4)に代入して整理すれば、等応力の条件での負荷力とたわみの関係は次式のように表される。

$$\delta = \frac{P_0 l^3}{EI_0} \cdot \frac{\rho(2-\rho)}{2} \quad (8.9)$$

ここで、 $\rho=l_0/l$  である。したがって、負荷ばねのばね定数  $k$  は

$$k \equiv \frac{P_0}{\delta} = \frac{EI_0}{l^3} \frac{2}{\rho(2-\rho)} \quad (8.10)$$

で表される。式(8.10)は  $\rho$  に関して単調減少であるから、負荷ばねの設計に際して、 $l$ 、 $b_0$ 、 $t$  を定めれば、 $l_0$  を変えることによってばね定数  $k$  は自由に設定することができる。

今回の試作では1ヘッドアームに4ヘッドを実装し、さらに記録再生用ICを搭載することから負荷ばねを小形化することとし、ばね定数は  $k=1 \text{ gf/mm}$  と設定して次のように寸法を定めた。

$$l = 14.0 \text{ mm}, \quad l_0 = 3.5 \text{ mm}, \quad l_1 = 10.5 \text{ mm}$$

$$b_0 = 5.5 \text{ mm}, \quad b_1 = 4.0 \text{ mm}, \quad t = 0.04 \text{ mm}$$

40T スライダの押圧力  $2w$  は  $3.4 \text{ gf}$  であるから、この負荷ばねのたわみ  $\delta$  は約  $3.4 \text{ mm}$  である。なおこの場合の最大応力は  $33 \text{ kgf/mm}^2$  でありステンレスばね材の弾性限界  $80 \sim 130 \text{ kgf/mm}^2$  に比べて十分小さい値である。また、浮動ヘッドはディスクのうねりに対して追従して浮上するため、繰返し応力を受ける。しかし、一般にディスクのうねりは数  $10 \mu\text{m}$  であるため、応力振幅は  $1 \text{ kgf/mm}^2$  以下となり、疲労破壊の可能性はないと考えられる。

#### 8.3.4 ヘッドローディングオン・オフ機構

ローディングオン・オフ機構は下記の設計方針に基づいて設計を進めた。

- (i) 1つのピンの動作で4ヘッドを同時にオン・オフさせる。
- (ii) オンラインでのオン・オフが可能である。
- (iii) 部品点数が少なく簡単な機構とする。
- (iv) 軽量である。

このような方針のもとに設計検討を行い、図 8.19 に示す横ピン式のローディングオン・オフ機構を考案した。図では上側のヘッドが省略してある。負荷ばねの背面にア

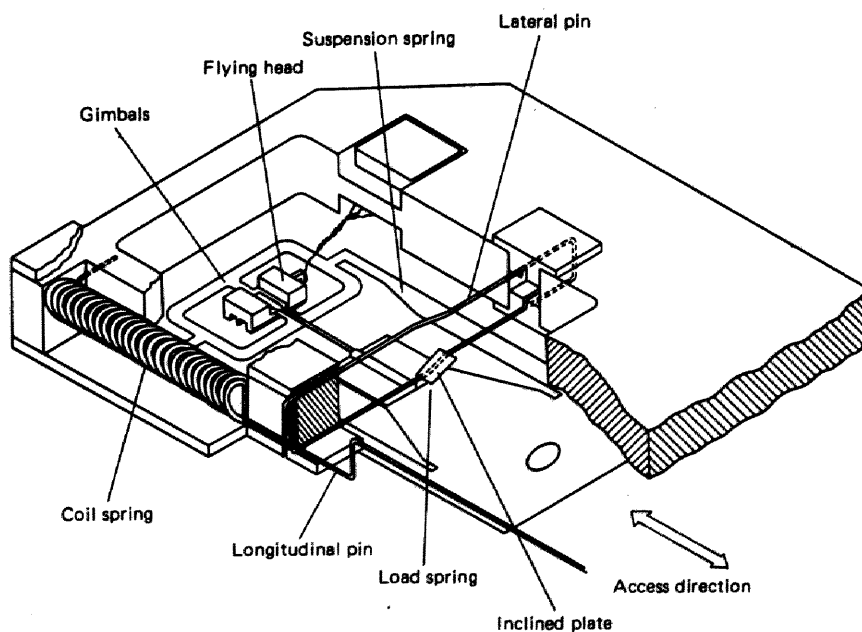


図 8.19 ローディングオン・オフ機構

クセス方向と直交する方向（横方向）に傾斜のついたつめを設け、上下の負荷ばね上のつめをコ字状にはさむ横ピンを横方向に移動させ、負荷ばねを上下に移動する。このときヘッドは負荷ばねと係合するハンガによって上下に移動する。横ピンの横方向の動きは、ヘッドアームの側面にコイルばねによって復元力を与えるようになっている縦ピンを設け、縦ピンの回転運動を横ピンの平行運動に変換させて行う。図 8.20 に試作したローディングオン・オフ機構の全体図を示す。

縦ピンを回転させるための駆動力としては二値的に力を自己保持するものが望ましい。DC ソレノイドが小形で簡単であるため、プランジャに半硬質磁性材を用いた自己保持形のものを試作した。図 8.21 に概略構造を示す。半硬質材としては、 $H_c = 95$  Oe,  $B_r = 11.8$  kGs の Cr-Co 鋼材を用いた。プランジャは外径 10mm, テーパー部先端外径 4 mm で、磁気抵抗を小さくするため、プランジャガイドとのかん合精度を高めた。かん合精度を高めることによって、プランジャガイドが空気ダンパとしての効果をもつようになり、オン・オフ動作の衝撃を緩和させることができる。このオン・オフ機構の設計の要点は、

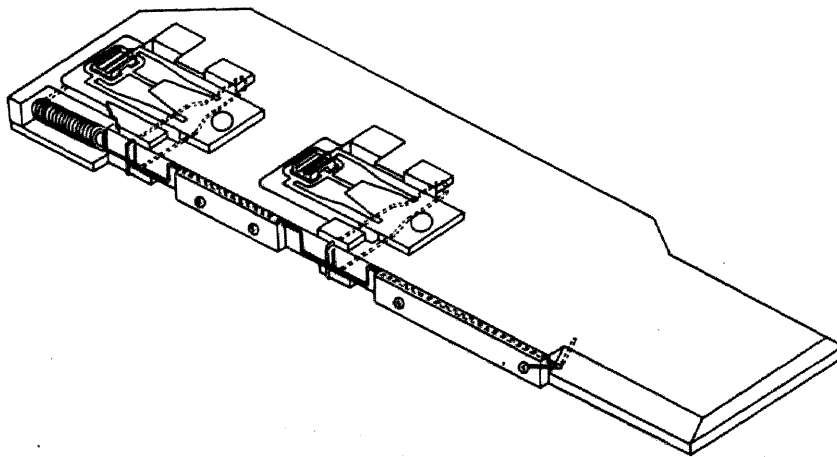


図 8.20 試作浮動ヘッド機構

- (i) 負荷ばね力・各部の摩擦力に抗して、ローディングオフさせるための縦ピンのコイルばね剛性と予荷重の設計。
- (ii) 縦ピンのコイルばね力に抗して、プランジャを復帰させるプランジャ復帰用のコイルばね剛性と予荷重の設定。
- (iii) これらのばね力の間にプランジャの吸引力を設定すること。



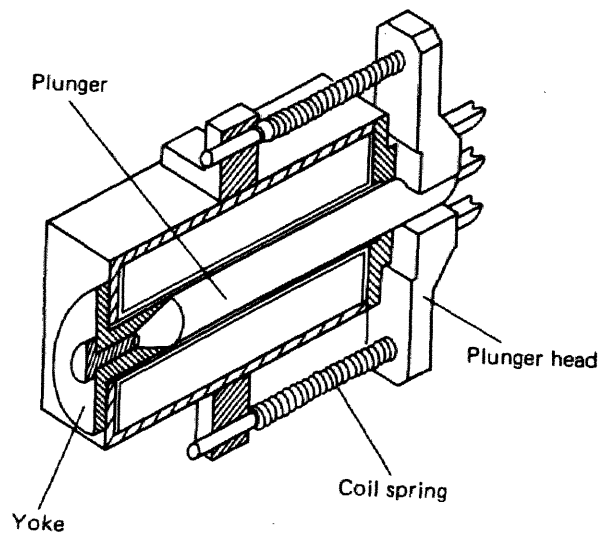


図 8.21 自己保持形プランジャ

(Ⅳ) プランジャ復帰用コイルばねに抗してプランジャを自己保持させること。  
 である。試作検討の結果、図 8.22 に示すような良好なオン・オフ動作の行える特性が  
 得られ、またプランジャの自己保持力としては 1.8 kgf が得られた。

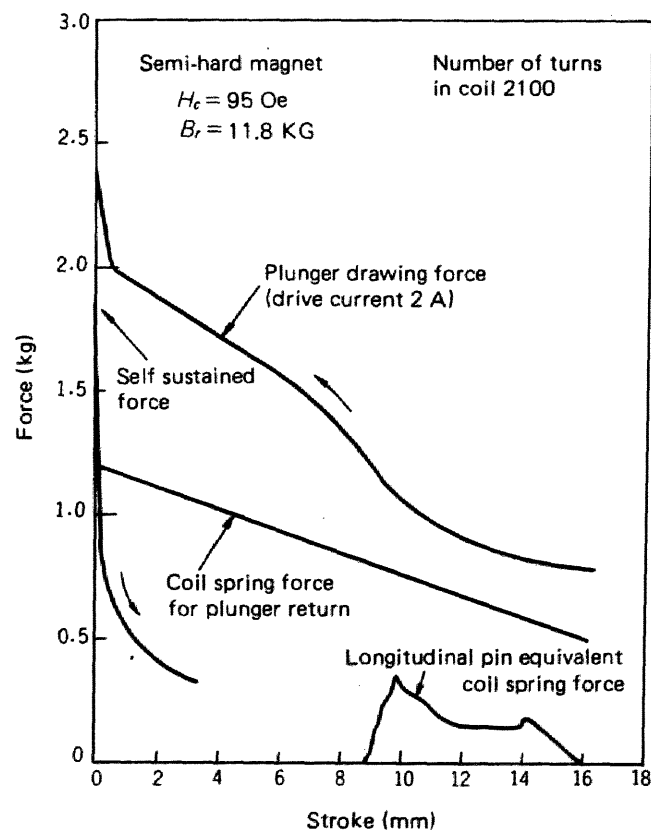


図 8.22 ローディングオン・オフ機構の特性

オン・オフ機構はアクセス方向と直交している横ピンの操作によりオン・オフ動作  
 を行わせるので、ポジション暴走衝突時の耐衝撃性が高く、衝撃試験の結果では 200

gの加速度に耐えた。また高速回転時にローディングオフ動作を行う（フライングオフ）方式の安全性を確認した。コンタクトスタート・フライングオフ（CSFO）方式は、i) エマージェンシ時のシーケンスが簡略化できること、ii) 定常浮上時に結露した水滴によって、停止したときにヘッドとディスクとが粘着する危険性を回避できることなど、の利点がある。

なお、ヘッドをローディングオンするときヘッドの端面が媒体面をたたき、媒体表面を損傷させる危険性がある。このためスライダの流入端・流出端に半径0.1mm程度のチャンファ加工を行った。塗布媒体を用いたCSFO方式の試験結果では、ローディングオン速度を0.2m/sとしたとき、1万回以上のCSFO試験を行っても媒体面の損傷は認められなかった。

## 8.4 テーパクラウン形浮動ヘッド機構<sup>(67),(68)</sup>

### 8.4.1 設計方針

微小すきまを実現するためには、ヘッドの追従性の向上、媒体の高硬度化・平滑化に加えて防塵・防湿の強化が必要である。これには第10章で述べるように浮動ヘッド、ディスク回転機構、ヘッド位置決め機構などの機構要素をすべて密閉する構造が有利である。ここでは密閉構造を実現するため、風損が少なく外気導入による冷却が不要となる小径ディスクと密閉容器内に実装が容易なスィングポジショナとを用いた場合の浮動ヘッドの設計試作結果を述べる。媒体については、優れた磁気特性を持ち、高記録密度化の能力が高いめっき媒体あるいはスパッタ媒体を対象とする。小径ディスクにおいては媒体面の平行モードの振動に対するすきま変動に比し、走行するうねりに対するすきま変動が支配的となるため、うねりに対する追従性の高いスライダ形状を明らかにすること、スィングポジショナを用いる場合にはヘッドの移動軌跡が円弧状であることから、走行方向とスライダ浮上面とのなす角（ヨー角）とこれによって生ずるすきま変動との関係を明らかにすることが設計上重要となる。また、めっき媒体、スパッタ媒体は従来の塗布媒体に比して平滑性が極めて高く、また塗布媒体で用いられているアルミナ粒子のような強化剤が含まれていない。このためヘッドとの吸着力が小さく、耐摩耗性の高い表面潤滑技術を確立する必要がある。

#### [I] スライダ

ヘッドと媒体との吸着を防止するため、浮上面を微小なクラウンハイトをもつ円筒面状に加工したテーパクラウンスライダとする。設計目標は次のとおりである。

(i) 浮上すきま

めっき媒体  $0.22\ \mu\text{m}$

スパッタ媒体  $0.27\ \mu\text{m}$

(ii) 許容すきま変動

浮上すきまの $\pm 10\%$ 以下

〔Ⅱ〕 支持機構

基本的には 8.2 節と同じ機構を採用する。ただし吸着に対する安全性を高めるために走行方向の座屈荷重を高める。

8.4.2 スライダの設計

浮動ヘッド機構のスライダ形状と主要寸法を図 8.23 に示す。スライダは長さ 4.6 mm

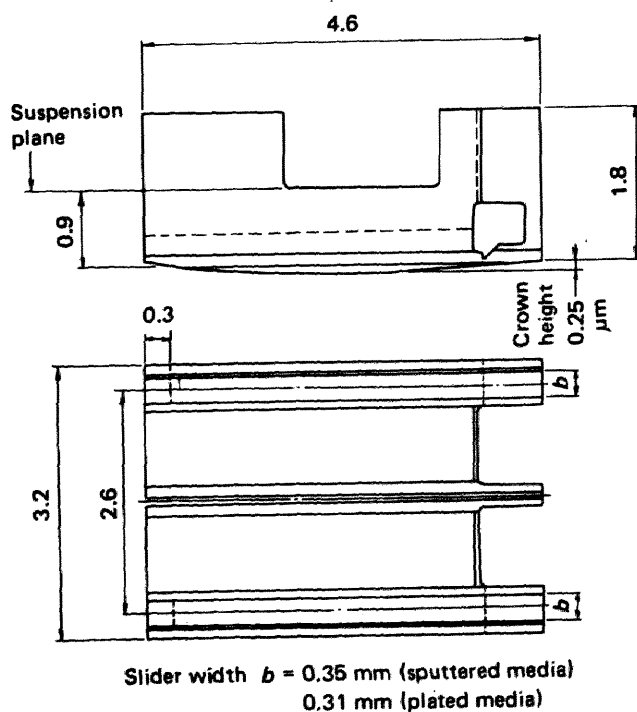


図 8.23 浮動ヘッドスライダ (46 TC) の構造

の浮上面を持つ双胴形で、接触面積を減ずることによって吸着力を軽減するため浮上

面を微小なクラウンハイトをもつ円筒面とした。以下、試作スライダを46TCスライダと呼ぶ。コアギャップ部は、最小すきまと一致するよう、流出端より0.7mm前方に設けた。また、シークあるいは暴走衝突時の浮上量変動を抑制するため、スライダの背面溝高さをスライダの重心と一致させ、ローリングモーメントの発生を抑えた。

ジンバル・負荷ばね部の構造を図8.24に示す。小径ディスクに対して2ヘッド／面の構成とするため、全体を小形化している。また、ヘッド・媒体の吸着に対する配慮

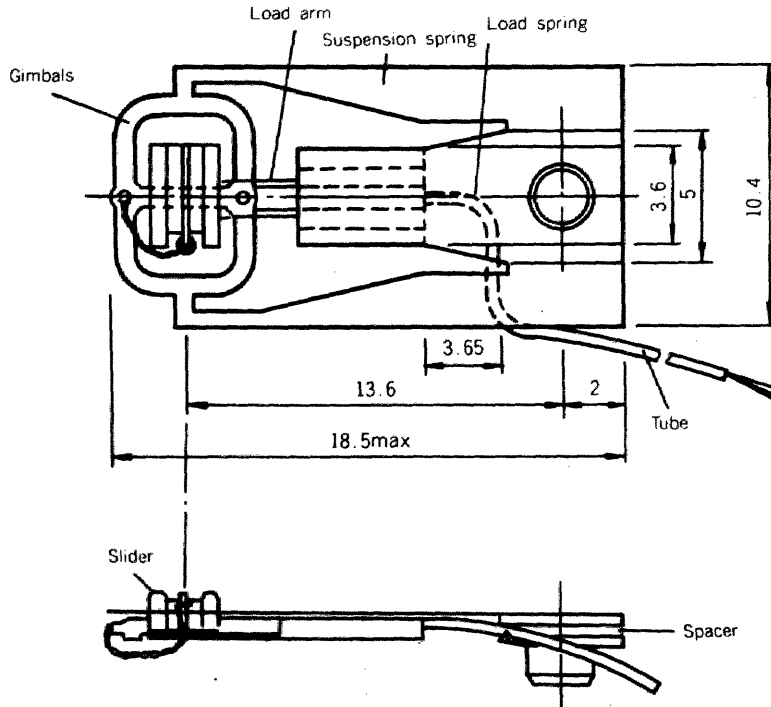


図 8.24 ジンバル・負荷ばね部構成図

から、ジンバル支持部の幅を広くし、走行方向の強度を高めた。走行方向の座屈荷重は約300mNで、後述する最悪条件での吸着力60mNの約5倍の強度を有している。

ヨー角 $\theta$ が存在するスライダの浮上特性は次のレイノルズ方程式に支配される。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial X} \left\{ P(H^3 + 6MH^2) \frac{\partial P}{\partial X} \right\} + \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ P(H^3 + 6MH^2) \frac{\partial P}{\partial Y} \right\} \\ &= A_x \frac{\partial(PH)}{\partial X} + A_y \frac{\partial(PH)}{\partial Y} + \sigma \frac{\partial(PH)}{\partial \tau} \end{aligned} \quad (8.11)$$

図 8.25 はディスク上の半径位置について、ヨー角がある場合とない場合の浮上すきまの計算結果である。ディスク面には二つのヘッドが配置され、それぞれがインナゾーンとアウトゾーンとを受け持つ。半径位置に応じてそれぞれヘッドのヨー角は変動し、これによる浮上すきま変動はかなり大きいことがわかる。浮上すきまが最小となるインナヘッドについては、ヨー角の中心位置 ( $\theta = 0^\circ$  の位置) を外側に偏心させ、最内周でのヨー角を  $8^\circ$  以下に抑えることによって、浮上量の急減を防止する設計とした。なお、位置決め用のサーボ信号を読み出すサーボヘッドのヨー角中心位置は幅を持つコアの移動軌跡を連続的に接続させる条件により拘束される<sup>(80)</sup>。ここではアウトヘッドはサーボヘッドと同一の条件とした。

ディスク面の振動および走行するうねりに対する浮動ヘッドスライダの追従特性は、動的圧力に関するレイノルズ方程式とスライダの運動方程式を連立させて解くことによって求められる。スライダの追従性は、式 (8.3)' に示したように空気膜の剛性および減衰係数を大きくするか、スライダの質量および慣性モーメントを小さくすることにより高めることができる。しかし、剛体であるスライダと走行するうねりをもつ

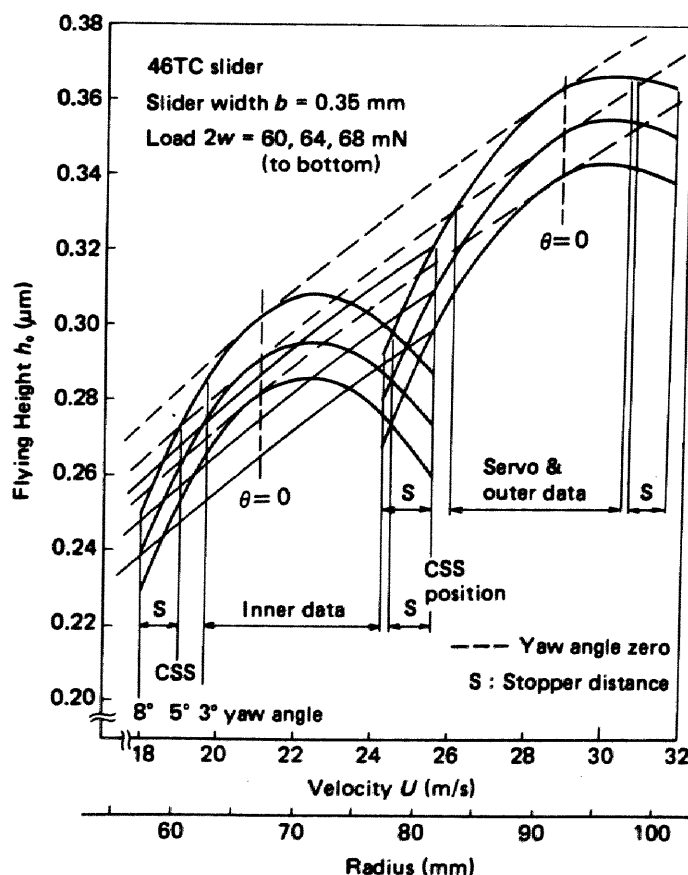


図 8.25 ヨー角をもつ浮動ヘッドスライダの浮上すきま

媒体面とのすきま変動には、うねりの波長 $L$ とスライダ長 $l$ との比で定まる下限値が存在する。

図8.26は、うねりの波長 $L$ をパラメータにしたスライダ長手方向位置 $X$ におけるすきま変動 $|\Delta h/a|$ を示したもので、比較のため平行モードの媒体面振動に対するすきま変動についても示した。流出端においては、一般に媒体面のうねりに対する追従性の方が、平行モードの振動に対するそれよりも劣る。うねりに対する追従性では、 $l/L$ がいずれの場合にも、 $|\Delta h/a|$ が極小値をとる場所が浮上面内に存在する。この位置における $|\Delta h/a|$ は、流出端 $X=1$ における値に比べて数分の1にも低減されており、すきま変動が厳しく制限される浮動ヘッドの設計に極めて有用な指針を与える。

この特性は、浮上面に円筒面加工を施したテーパクラウンスライダでも同様である。このため46TCスライダでは最小すきま位置を、すきま変動が最小となる位置にほぼ一致させ、そこにコアギャップを設けた。このスライダはすきま変動による媒体面との接触の危険性が最も高い流出端での浮上すきまがコア位置に比べて大きいため、媒体面との接触に対する安全性から規定される媒体面の振動許容値がテーパフラットスライダに比べて大きくなる。

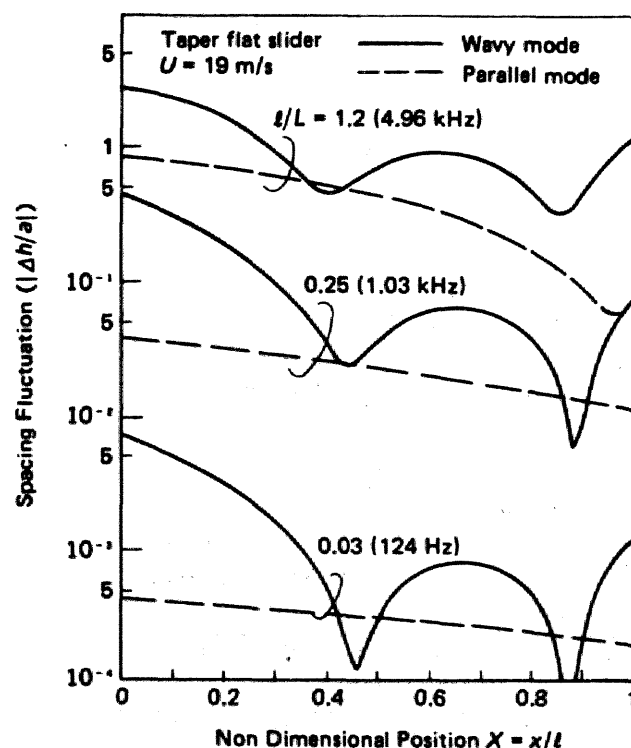


図 8.26 浮上面のすきま変動の分布

媒体面のうねりの振幅許容値を規定する条件は、以下のように定めた。

- (1) 信頼性の高い電磁変換特性を保証するため、コア部におけるすきま変動が静的  
浮上すきまの $\pm 10\%$ 以下であること。
- (2) 媒体面突起との接触を防ぐため、スライダ面のどの位置においても、変動する  
すきまの最小値が、 $0.9 h_0$  ( $h_0$ は最小すきま) 以上であること。

図 8.27 に、浮動ヘッド機構の媒体面のうねりに対する追従特性を示す。テーパクラ  
ウン形であるためコア部の追従性は流出端に比べて極めて良好である。したがって、  
うねりの振幅許容値は前記の条件(2)、とりわけ流出端におけるすきま変動によって規  
定されることになる。

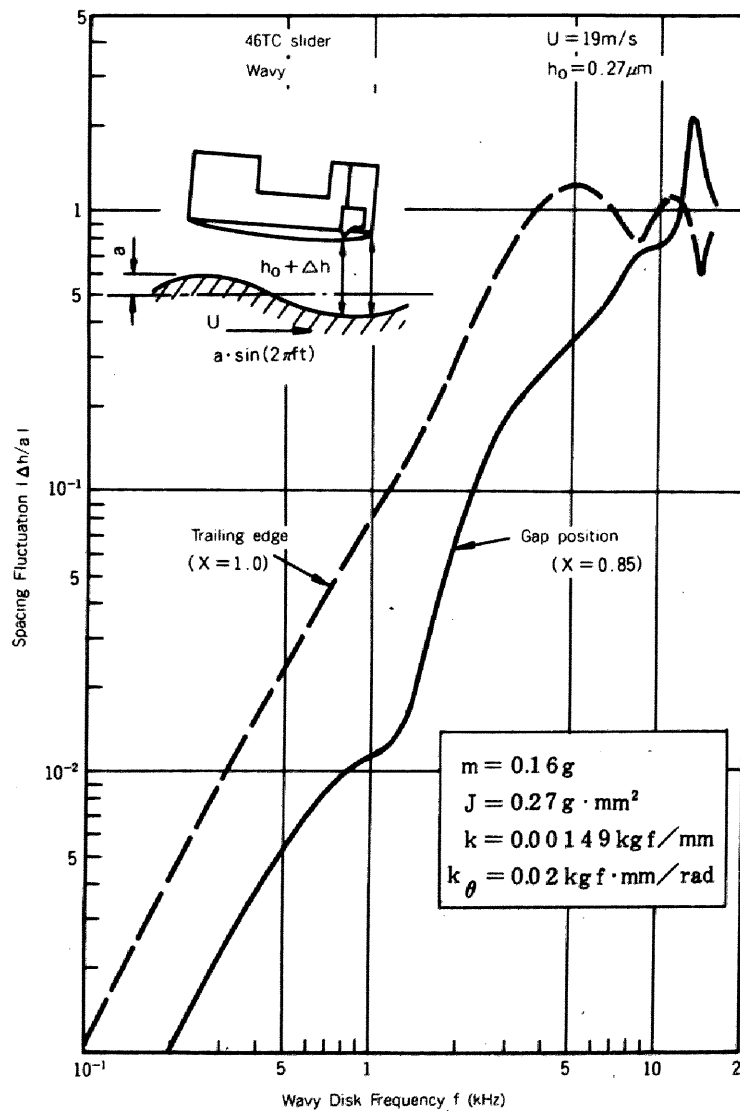


図 8.27 媒体面うねりに対する追従性

図8.28は、浮動ヘッドスライダの媒体面振幅の許容値と、媒体面振動の測定結果を示したものである。測定値は試作したディスク装置に実装した状態での値であり、媒体面に固有のうねり成分だけでなく、スピンドルの回転によって発生する振動成分も含まれている。実際に測定される媒体面の振幅が許容値より小さいことから浮動ヘッドは十分な追従性能を有していることがわかる。

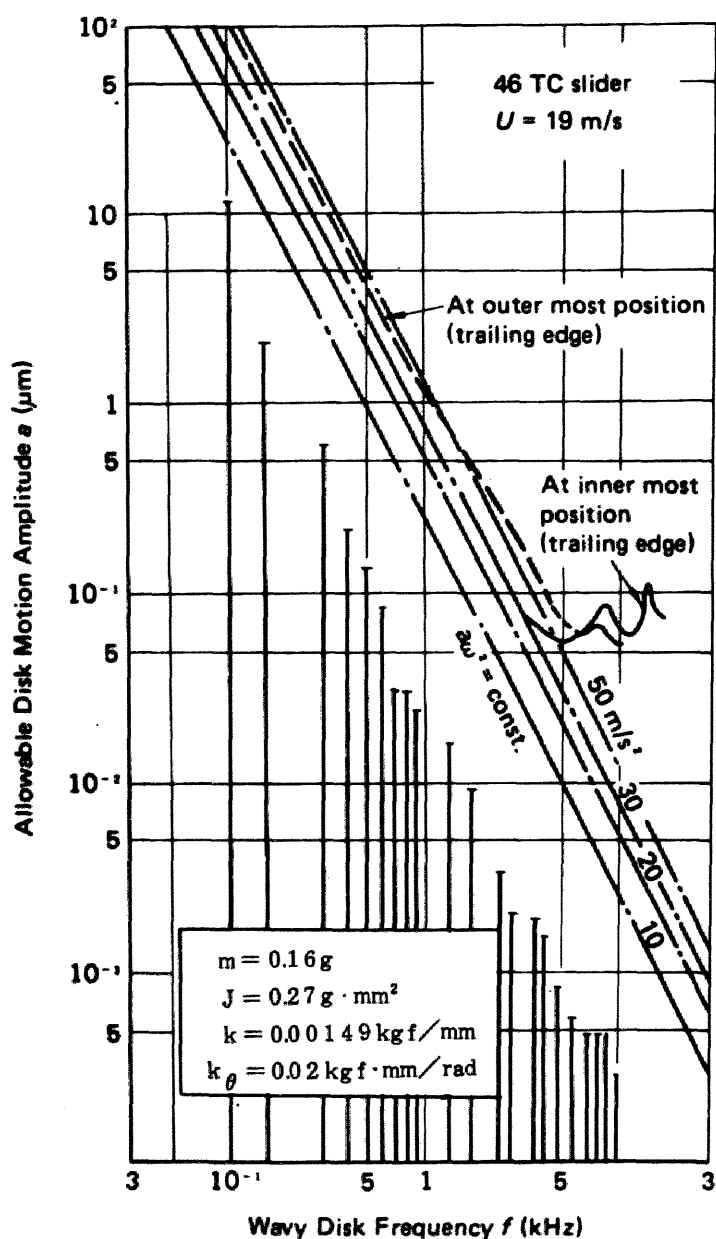


図 8.28 媒体面のうねりの許容値

### 4.3 媒体面の平滑化および潤滑技術

浮動ヘッドを微小すきまで安定に浮上させ、また、起動停止に伴うヘッド・媒体



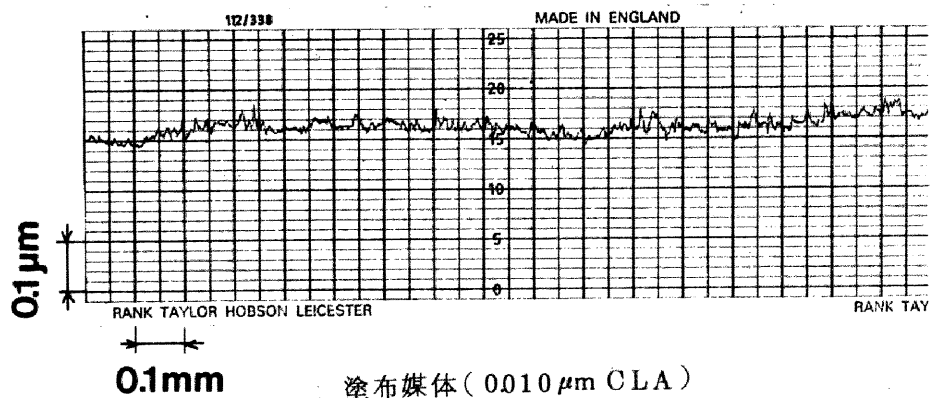
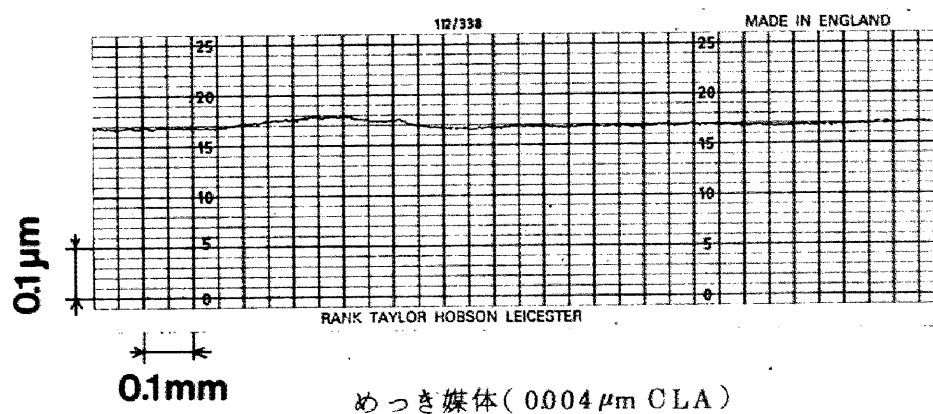
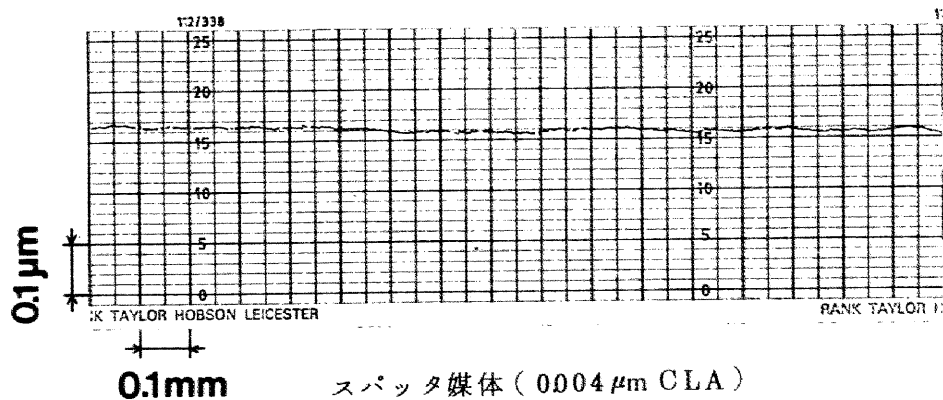


図 8.29 各種媒体の表面粗さ

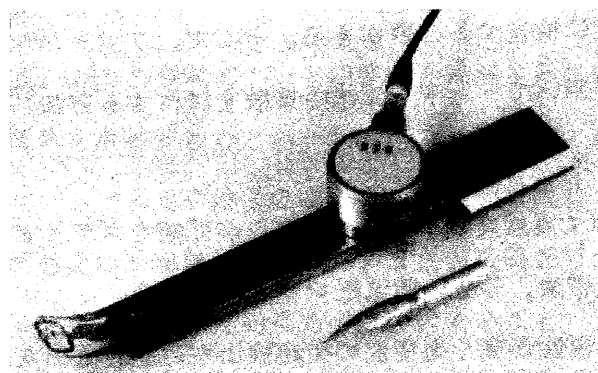


図 8.30 AE センサ用スライダアセンブリ

の摺動に対して十分な信頼性を得るために媒体の機械特性に要求される条件は、

- (1) ポジショナの移動（シーク動作）時および、その10倍程度の過大な加速度が働くポジショナの暴走時にも、ヘッドと媒体は接触しないように十分に平滑であること。
- (2) CSS方式によるヘッド・媒体の摩耗損傷および装置を長期間停止したときのヘッド・媒体の吸着力がともに軽微となるように表面潤滑されていること。

である。

#### [1] 表面平滑化技術

ヘッド・媒体の接触の直接の原因は、媒体表面に存在する突起である。高速シーク時、ポジショナ暴走時にも、ヘッドと媒体とが接触しないようにするため、突起高さの上限をヘッド浮上量の70%以下と規定した。この値はヘッド側で許容する静的浮上量のばらつき10%、および動的浮上量変動10%に、さらに10%の余裕をとったものである。

ポリシング加工に適した媒体基板素材の選定とその表面処理、徹底した塵あい管理に加えて、カッターをもつサファイア製のスライダで媒体のヘッド浮上保証領域を低浮上すきまでシークし、ポリシング加工では取りきれない微小な突起を削り取るバニッシュ加工を行うことにより、中心線平均粗さ  $0.01 \mu\text{mCLA}$  以下の高い面精度を得ることが可能となった<sup>(67),(81)</sup>。

図 8.29 にスパッタおよびめっき媒体の表面粗さと従来形の塗布媒体の面粗さとを比較して示す。スパッタおよびめっき媒体は面粗さが小さく、かつ塗布媒体に存在する大きな突起がないことがわかる。

ディスク面に規格値を越える高さの突起がある場合にはヘッドクラッシュの発生する危険性が高くなる。このためすべてのディスク面について規格値を越える突起の有無を高精度に検査する必要がある。そこで、アコースティックエミッション（AE）センサを用いてヘッド・媒体の接触を検出する方法<sup>(72),(77)</sup>を以下のように改良した<sup>(82)</sup>。

- (1) 図 8.30 に示す高感度 AE センサの使用が可能なスライダアセンブリの採用。
- (2) 測定周波数帯域、しきい値電圧レベルの最適化。

これにより、再現性が高く高精度の突起検出が可能となった。

図 8.31 に突起分布の異なる 3 枚のめっき形連続薄膜媒体について、バニッシュ前

とバニッシュ後の突起の数を、AE センサによって計測した結果を示す。これは最内周での浮上量を  $0.1\ \mu\text{m}$  に設定したバニッシュスライダを用いて、1 往復 45 秒で 15 往復のバニッシュを行ったものであり、 $0.15\ \mu\text{m}$  以上の突起は完全に除去されることがわかる。スパッタ媒体についても同様の効果が得られることを確認した。

なお、実際の装置を用いて連続シーク試験を行った結果、突起高さが  $0.15\ \mu\text{m}$  以下の媒体では、 $3 \times 10^7$  回以上のシーク試験後も、ヘッド・媒体ともに損傷、媒体エラーの増加はなく、高速のシーク動作に対して十分に高い信頼性を有することを確認した。

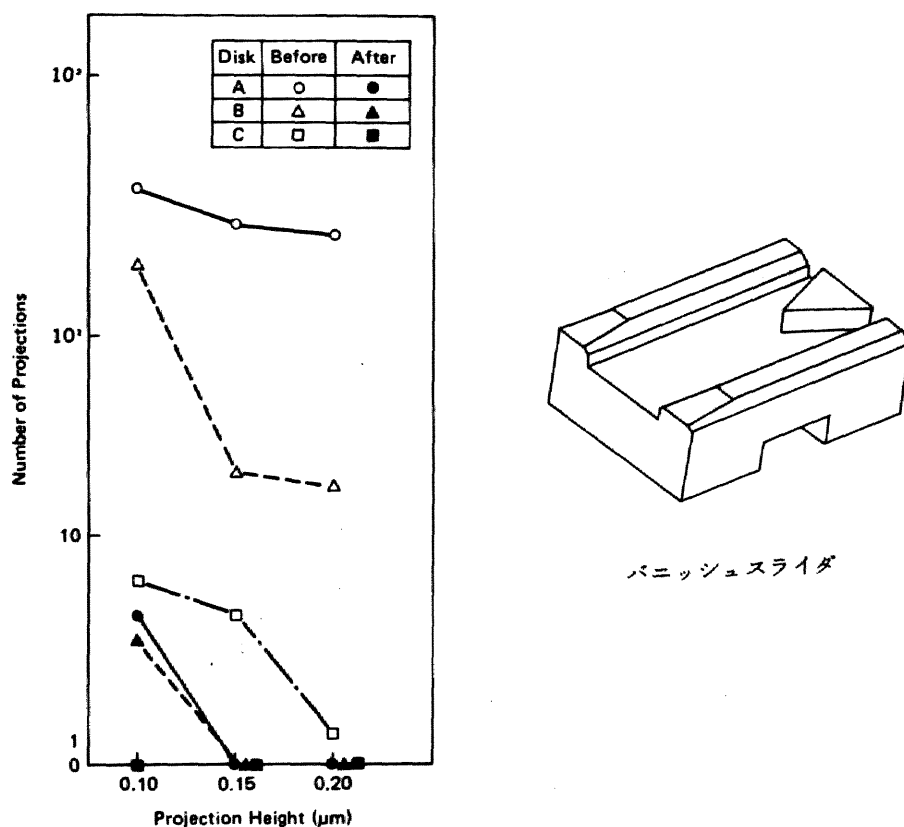


図 8.31 バニッシュの効果

## [2] 表面潤滑技術

塗布媒体には、CSS 作動時のヘッドの摩耗を軽減するため、その表面にフロロカーボン系の潤滑剤を塗布することが一般的になっている。スパッタ媒体には塗布媒体で用いられているアルミナ粒子のような塗膜強化材は含まれていないため、摩耗に対する機械的強度は塗布媒体より劣る。また保護膜を有するめっき媒体でも、保護膜材質がアルミナよりも強度の劣る  $\text{SiO}_2$  であること、さらに保護膜厚  $0.08\ \mu\text{m}$  と薄いことなどにより、塗布媒体ほどの耐摩耗性は期待できない。したがって、十分な耐摩耗性を得るためには、表面潤滑剤の採用が不可欠となる。しかし、表面が

平滑な場合には少ない塗布量でもヘッド・媒体間の摩擦力が大きくなり、さらに長期間接触放置した場合には吸着力が著しく増大する。塗布量について耐摩耗性の向上と吸着力の軽減とは相反する要求条件であるが、それぞれについて、以下の仕様を設定し潤滑剤の種類、その塗布量をパラメータにして実験的に適正条件を明らかにすることとした。

- (1) 2万回のCSS試験後も、ヘッド・媒体に明瞭な摩耗損傷がなく、電磁変換特性の劣化が認められないこと。
- (2) 長期間のヘッド・媒体の接触放置による吸着力の飽和値  $F_a$  がジンバルばねの座屈荷重 300 mN の  $1/5$  以下、すなわち  $F_a \leq 60$  mN であること。

図 8.32 にスパッタ媒体と 46 TC スライダの組合せについて、静摩擦係数  $\mu_s$  と単位面積あたりの潤滑剤塗布量の関係を示す。ここで、潤滑剤 A, B は 20℃ における動粘性係数がそれぞれ  $1500 \text{ mm}^2/\text{s}$ 、 $800 \text{ mm}^2/\text{s}$  のパーフルオロアルキルポリエーテル系の液体潤滑剤、潤滑剤 C はポリテトラフルオロエチレン系の固体潤滑剤である。

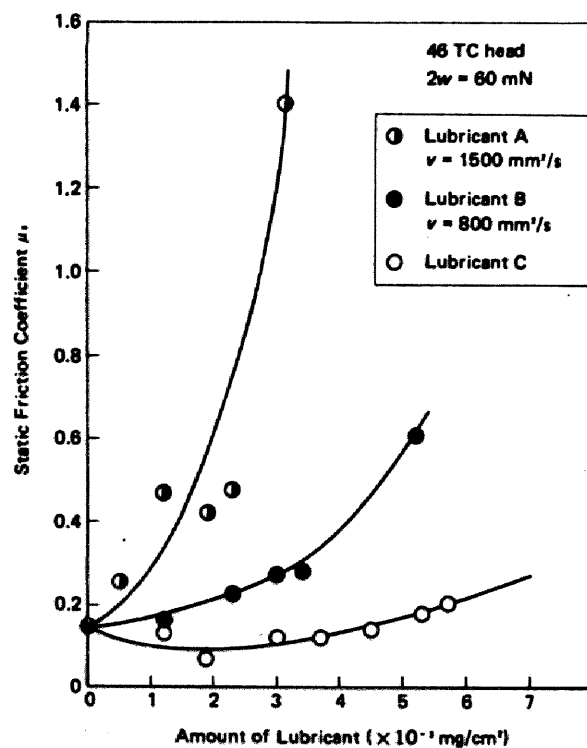


図 8.32 摩擦特性の潤滑剤塗布量依存性

液体潤滑剤では塗布量が増加するに従って摩擦係数は増大するが、増加量は粘度が低い方が少ない。固体潤滑剤では、摩擦係数が最小になる塗布量が存在し、また塗布量を増やしても摩擦係数の増加量はわずかであり、静摩擦係数 $\mu_s$ が許容値の0.3に達する塗布量は液体潤滑剤Bのほぼ2倍である。なお許容静摩擦係数は、初期の静摩擦係数と長期間放置後の吸着力との関係から定めたものである。

図 8.33, 図 8.34 に固体潤滑剤を塗布したスパッタ媒体について、CSS 試験と吸着試験を行った結果を示す。2 万回の CSS 後も出力および分解能についての電磁変換特性にはほとんど劣化はなく、かつヘッド・媒体にも顕著な摩耗損傷は認められなかった。

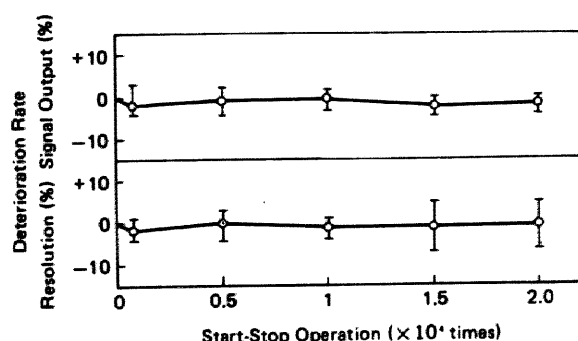


図 8.33 CSS 試験結果

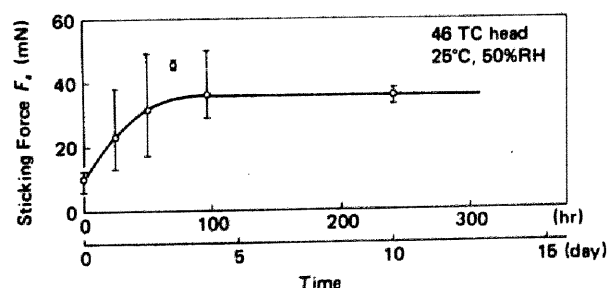


図 8.34 吸着試験結果

またヘッド・媒体を長期間接触したまま放置しても、吸着力は3日～4日で飽和し、その値は60mN以下であった。なお、この特性はめつき媒体についても同様である。

図 8.35 に温湿度をパラメータとして吸着力を測定した結果を示す。吸着力は温度と湿度とに依存する。ヘッドディスクアセンブリ (HDA) 内の湿度が50%以下の低湿度に保たれている場合には、図からわかるように、温度が50℃程度以下であれば、吸着力が60mNを越えることはない。

## 8.5 結 論

本章によって得られた結果を要約すると以下のようなになる。

- (1) テーパフラットスライダについて、 $0.2\mu\text{m}$  程度までの浮上すきまに適用できる設計

線図および動特性線図を示すとともに、この結果をもとに微小すきまスライダの設計指針として、平均面圧が小さく、かつ追従性の高いスライダ形状はスライダ幅の小さい平面スライダであることを明らかにした。

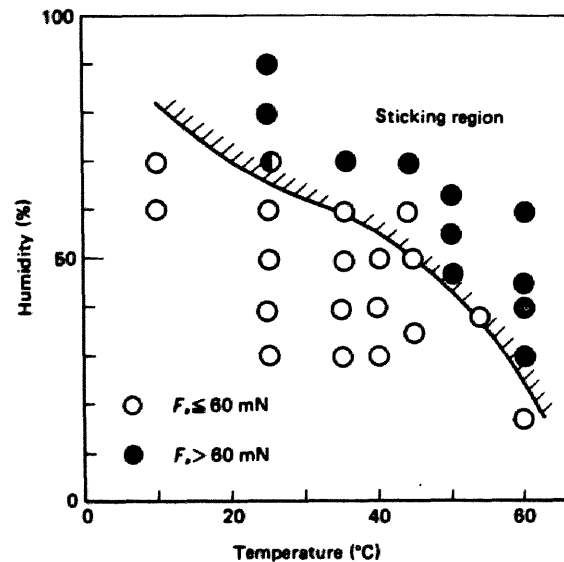


図 8.35 吸着の温度湿度依存性

- (2) 以上の基礎検討を応用し、1例として浮上すきま  $0.2\ \mu\text{m}$ 、浮上すきま変動  $0.02\ \mu\text{m}$  以下を目標に浮動ヘッド機構の設計試作を行い、試作した浮動ヘッド機構が目標とする浮上特性を示すことを実験的に確認した。
- (3) 面粗さのよい媒体を用いた場合に問題となるヘッドと媒体との結露による吸着を回避するため、停止状態ではヘッドをディスク面より引離しておく、新しいヘッドローディングオン・オフ機構を考案した。この機構により、起動直前にヘッドを媒体面に押圧し、接触した状態から起動してヘッドを浮上させ、停止時にはまずヘッドを媒体面より引き離し、その後停止させるコンタクトスタート・フライングオフ (CSFO) 方式の動作の安全性を確認した。この方式では CSS 方式に比して機構は複雑となるが、ヘッドの設定調整の精度は同程度でよく、ヘッド・媒体の摩耗量は半減できる。
- (4) うねりの波長の小さい小径ディスクにおいては、うねりに対するすきま変動がディスク面の平行モードの振動に対するすきま変動より著しく大きくなること、うねりモードのすきま変動はスライダ浮上面上の場所に大きく依存し、流出端よりやや前方にすきま変動が最小になる位置が存在することを明らかにした。

- (5) 停止中における吸着力を軽減するため浮上面を円筒面状に形成し、これによって流入口端より前方に移動する最小すきま位置をうねりモードのすきま変動が最小となる位置と一致させ、この位置にコアを配置した追従性の高い微小すきま（ $0.22 \sim 0.27 \mu\text{m}$ ）の移動ヘッドを設計した。
- (6) 効率の高いパニッシュ用ヘッドを開発するとともに、AE センサを用いた高感度の突起検出法を確立し、媒体面の突起高さ  $0.15 \mu\text{m}$  以下を実現した。
- (7) 2 万回以上の CSS 動作を可能とし、かつ装置休止時においても吸着力  $60 \text{ mN}$  以下に安定に実現し得る表面潤滑技術を確立した。

## 第9章 浮動ヘッド位置決め機構の設計<sup>(68),(83),(84)</sup>

### 9.1 緒 言

磁気ディスク装置のヘッドポジシヨナは、記録再生ヘッドを目標トラックに移動させ、そのトラック上に保持するもので、ポジシヨナ機構部とその制御系とで構成される。ポジシヨナとしての性能は、ヘッドの移動開始時から情報の読取り可能な状態になるまでの平均的な時間である平均アクセス時間と、追従制御時の目標トラック位置とヘッド位置との差（追従誤差）とで代表される。磁気ディスク装置の大容量化・高速化を実現するため、ポジシヨナ位置決め制御の高速・高精度化の研究が進められ、平均アクセス時間 18ms、トラック幅 23  $\mu\text{m}$ （追従誤差  $\pm 2 \mu\text{m}$ ）の装置が実現されるようになった<sup>(68)</sup>。

ポジシヨナ機構部は可動コイル形のリニアモータ（ボイスコイルモータ）、浮動ヘッドを搭載するキャリッジ、案内機構などにより構成される。高速・高精度化のためのポジシヨナ機構部の設計上の要点は、浮動ヘッドアーム・キャリッジ・ムービングコイルを含む可動部の軽量・高剛性化およびモータの高出力化である。平均アクセス時間は、可動部の質量の平方根にほぼ比例する関係にあり、可動部の軽量設計は高速化を達成するために効果的であるが、過度に軽量化すると可動部の剛性の低下、機械共振点の低下をまねき、安定な追従性能を得ることができなくなる。したがって、可動部の軽量化を図りつつ、剛性を高めるためには、振動解析に基づく動的設計が必要であるが、可動部全体を構造体としてとらえ、数値解法を適用することは、現状の計算機能力では不可能に近い。またボイスコイルモータの設計においては、ムービングコイルの線長・線径・巻数、空隙磁束密度、駆動電流など、設計パラメータが多い上に、それらの関係がキャリッジガイドの形状にも依存しているため最適形状を定式化することは困難である。このため経験に基づいた試作検討によって最適化を進めるという形で研究が進められており、系統的な研究報告は少ない。ボイスコイルモータ・可動部の設計にあたっては、設計パラメータを定式化し、要求されるポジシヨナ性能に対してシミュレーション設計を行うとともに、具体的な試作検討により基本的な設計指針を得ることが重要となる。

磁気ディスク装置のポジシヨナには、直進形とスイング形とがあり、小形化については、このポジシヨナ形式の選定に大きく依存する。直進形はヘッド位置決め制御系の帯域を制限する可動部の機械共振点を高くすることが比較的容易であるため、大容量磁気ディスク



装置に多く用いられている<sup>(51),(70),(85)</sup>。しかし、可動ストロークの方向がディスクの半径方向に一致するように配置されるため、可動ストローク、キャリッジおよび磁気回路寸法に対応してヘッドディスクアセンブリ（ヘッド、ディスク、ディスク回転機構、ヘッド位置決め機構などの機構要素を含む構造体、以下 HDA と記す）寸法が大きくなる。また、駆動モータには可動部の全質量に比例した駆動力が必要となるため磁気回路も大形になる。さらに、高精度の案内機構が必要となり、部品点数が多くなるなど、小形化に重点を置いたポジションナとしては不利な点が多い。

一方、スイング形はディスクの半径方向に対してポジションナの長手方向中心線がほぼ45度の角度に配置されるため HDA の小形化に適している<sup>(80)</sup>。また、駆動モータに要求される駆動力は可動部の慣性モーメントに比例したトルクであり、幾何寸法等を最適化することにより、駆動力を直進形の1/3程度に減ずることが可能である。さらに、案内機構は軸と揺動軸受のみであるため、直進形に比べて部品点数が少ないなど、小形化に有利なポジションナ形式である。しかし、位置決め精度に影響する振動が剛性の低い曲げモードであり、また揺動軸を介して連成振動の影響を受け易いため、振動抑圧に高度の技術を必要とする。

本章では、まずポジションナの運動方程式と駆動電流方程式とを基礎として、目標の平均アクセス時間を実現するためのボイスコイルモータの設計手順を示し、計算プログラムを用いて作成した設計チャートから設計パラメータの特性を明らかにした。つぎに、直進形およびスイング形のポジションナについてモータの小形化、可動部の軽量・高剛性化、振動特性の向上を目的に試作を行った結果を示した。なお、試作したスイングポジションナは、第10章で述べる JS 4380 形磁気ディスク装置（昭和56-6）において実用化されたものである。

## 9.2 ボイスコイルモータの設計

磁気ディスク用ボイスコイルモータとしては、ムービングコイルが磁気空隙部より短いショートコイル形と、ムービングコイルが磁極空隙部より長いロングコイル形とがある。ショートコイル形は、可動部の小形・軽量化が可能で、可動部の機械共振点を高くすることができ、また電力損失が小さく、冷却も容易であるという利点がある。しかし磁気回路は大きくなる。ここでは機械的特性上から有利なショートコイル形について、小形・軽量

化の設計検討を行った。

ボイスコイルモータの設計には次の手順をふむ。

手順 1 : 与えられた可動部質量  $m$  と平均アクセス時間  $T_{av}$  , ストローク  $x_{max}$  から必要とする力定数  $K_F$  を求める。

手順 2 : 力定数  $K_F$  を得るための磁気回路を設計する。

平均アクセス時間はポジションナの機械的特性, 駆動回路の電磁気的特性等を総合した特性によって決まるため, 高精度に予測することは困難である。また, 磁気回路の設計においては, 漏洩係数  $\sigma$  , 起磁力係数  $\gamma$  の高精度の見積りが困難である。このため, ポジションナは, ある程度の余裕をもって, 概略設計されるのが通例である。

力定数  $K_F$  の概略値を求める手法としては, 定電流駆動による方法と定電圧駆動による方法とがある。いずれも, ポジションナの運動方程式を定電流あるいは定電圧の条件下で解き, 移動距離  $x$  と時間  $t$  との関係から, 必要とする力定数  $K_F$  を求める手法である。図 9.1 にそれぞれの方式の速度カーブを示す。いずれも電力の利用効率を高めるため, 移動距離がある長さ以上になると, 加速区間と減速区間との間に定速区間を設けている。

ポジションナの運動方程式は次式で表される。

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \left( r \frac{dx}{dt} \pm f \right) = K_F i \quad (9.1)$$

$$L \frac{di}{dt} + Ri = \pm E - K_F \frac{dx}{dt} \quad (9.2)$$

ここで,

$i$  : 電 流

$m$  : 可動部質量

$r$  : 可動部粘性抵抗

$f$  : 可動部摩擦抵抗

$L$  : 駆動回路のインダクタンス

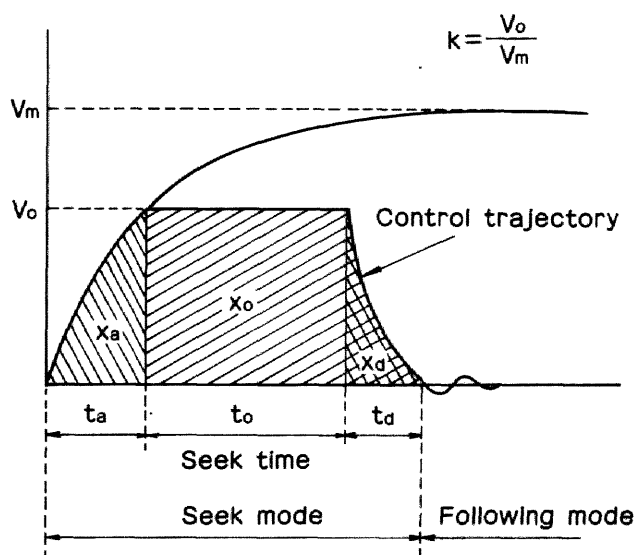
$R$  : 駆動回路の抵抗

$E$  : 印加電圧

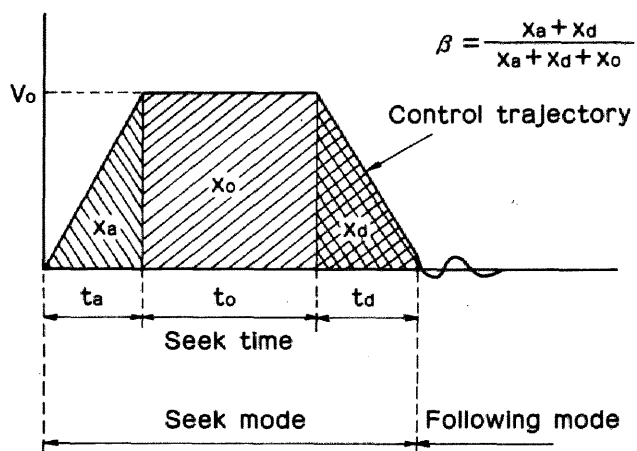
である。可動部の粘性, 摩擦抵抗は小さいので無視すると, 定電流駆動方式の場合に必要な力定数は, 式 ( 9.1 ) より,

$$K_F = \frac{m}{i} \frac{d^2 x}{dt^2}$$

( 9.3 )



(a)



(b)

図 9.1 磁気ディスク装置のヘッドポジションの制御

となる。ここで、加速度  $d^2x/dt^2$  は、加速区間  $x_a$ 、減速区間  $x_d$ 、定速区間  $x_0$  の割合を表す

$$\beta = \frac{x_a + x_d}{x_a + x_d + x_0}$$

を用いて

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \left(\frac{\tau_a}{T_{av}}\right)^2 x_{max} = \frac{(1+\beta)^2}{\beta} \frac{x_{max}}{t_{max}^2} \quad (9.4)$$

と表すことができる<sup>(86)</sup>。これから、 $t_{max}$ 、 $K_F$ は、

$$t_{max} = \frac{1+\beta}{\sqrt{\beta}} \frac{T_{av}}{\tau_a} \quad (9.5)$$

$$K_F = \frac{m}{i} \left(\frac{\tau_a}{T_{av}}\right)^2 x_{max} \quad (9.6)$$

であり、このときの定速走行速度 $V_0$ は、

$$V_0 = (1+\beta) \frac{x_{max}}{t_{max}} = \sqrt{\beta} \tau_a \frac{x_{max}}{T_{av}} \quad (9.7)$$

となるため、加速時間 $t_a$ 、減速時間 $t_d$ は、

$$t_a = t_d = \frac{\beta x_{max}}{V_0} = \sqrt{\beta} \frac{T_{av}}{\tau_a} \quad (9.8)$$

となる。以上のようにして求めた設計手順を定電流方式設計手順として表9.1に示す。

一方、定電圧駆動方式の場合には、コイルインダクタンス $L$ を考慮して解かねばならず、力定数 $K_F$ を求める式は複雑になる。しかし、コイルインダクタンス $L$ は回路抵抗 $R$ に比して十分小さいのが通常であるため、 $L/R$ を微小量とし、その2乗以上を無視すれば、比較的簡単な式で表すことができる。たとえば、式(9.1)、(9.2)を厳密に解くと、加速時の速度 $v_a$ は、

$$v_a = V_m \left\{ 1 - \frac{1}{2\lambda} \left( P_1 e^{P_1 t} - P_2 e^{P_2 t} \right) - \frac{R}{2\lambda L} \left( e^{P_1 t} - e^{P_2 t} \right) \right\} \quad (9.9)$$

ただし、

$$\alpha = -\frac{R}{2L}, \quad \lambda = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{R^2}{2} - \frac{LK_F^2}{m}},$$

$$P_1 = \alpha + \lambda, \quad P_2 = \alpha - \lambda, \quad k = \frac{V_0}{V_m}$$

表 9.1 ボイスコイルモータの設計法

		定電流駆動方式の設計	定電圧駆動方式の設計
設計点		$\beta=0.4\sim0.6$	$k=0.3\sim0.7$
時間	加速時間 $t_a$	$\sqrt{\beta} \cdot \frac{T_{av}}{\tau_a}$	$T_m \ln \frac{1-a}{(1-k)(1-2a)}$
	定速時間 $t_0$	$\frac{1-\beta}{\sqrt{\beta}} \cdot \frac{T_{av}}{\tau_a}$	$t_{\max} - T_m \ln \frac{(1+k)}{(1-k)} \left( \frac{1-a}{1-2a} \right)^2$
	減速時間 $t_d$	$\sqrt{\beta} \cdot \frac{T_{av}}{\tau_a}$	$T_m \ln \frac{(1+k)(1-a)}{1-2a}$
	$t_a + t_d$	$2\sqrt{\beta} \cdot \frac{T_{av}}{\tau_a}$	$T_m \ln \frac{(1+k)}{(1-k)} \left( \frac{1-a}{1-2a} \right)^2$ (a)
距離	加速距離 $x_a$	$\beta/2 \cdot x_{\max}$	$V_m \left[ T_m \ln \frac{1-a}{(1-k)(1-2a)} + \frac{L}{R(1-2a)} \left\{ \frac{(1-k)(1-2a)}{a} - \frac{1}{a} + \frac{1}{1-a} \right\} \right]$
	定速距離 $x_0$	$(1-\beta)x_{\max}$	$x_{\max} - V_m T_m \left\{ \ln \frac{1}{1-k^2} - \frac{a}{k(1-a)} \right\}$
	減速距離 $x_d$	$\beta/2 \cdot x_{\max}$	$V_m \left[ T_m \ln \frac{1-2a}{(1+k)(1-a)} + \frac{(1+k)L}{R(1-2a)} \left\{ \frac{2a-1}{a(1+k)} + \frac{1}{a} - \frac{1}{1-a} \right\} \right]$
	$x_a + x_d$	$\beta \cdot x_{\max}$	$V_m T_m \left\{ \ln \frac{1}{1-k^2} - \frac{a}{k(1-a)} \right\}$ (b)
最大消費電力 $W_{\max}$		$i^2 R$	$\frac{m V_m^2}{T_m \ln \frac{(1+k)}{(1-k)} \left( \frac{1-a}{1-2a} \right)^2} \cdot \frac{1}{1-2a} \cdot \left\{ \frac{(2-k)a}{1-a} + 2k \right\}$
最大シーク時間 $t_{\max}$		$\frac{1+\beta}{\sqrt{\beta}} \cdot \frac{T_{av}}{\tau_a}$	$t_{\max}$
力定数 $K_F$		$\frac{m}{i} \cdot \left( \frac{\tau_a}{T_{av}} \right)^2 \cdot x_{\max}$	式(a)と式(b)を連立させて解く。

$$\beta = \frac{x_a + x_d}{x_a + x_0 + x_d} \quad x_{\max} = x_a + x_0 + x_d \quad \tau_a = \frac{\beta^3 - 5\beta^2 + 15\beta + 5}{15\sqrt{\beta}} \quad k = \frac{V_0}{V_m} \quad T_m = \frac{mR}{K_F^2}$$

$$V_m = \frac{E}{K_F} \quad a = \frac{1}{4\zeta^2} \left( \zeta = \frac{R\sqrt{m}}{2K_F\sqrt{L}} \right)$$

$i$  : 駆動電流,  $T_{av}$  : 平均アクセス時間,  $V_0$  : 最大速度,  $V_m$  : 最終速度,  $m$  : 可動部質量,  $R$  : コイル抵抗,  $K_F$  : 力定数,  $E$  : コイル印加電圧,  $L$  : コイルインダクタンス

となる。ここで  $V_m$  は定速区間を設けない場合に到達する最終速度である。コイルインダクタンス  $L$  は小さいことに注目すると,

$$\lambda = \frac{1}{L} \sqrt{\left( \frac{R}{2} \right) - \frac{LK_F^2}{m}} \approx \frac{R}{2L} \left( 1 - \frac{2LK_F^2}{R^2 m} \right) \quad (9.10)$$

と近似できる。また  $a = LK_F^2 / R_m^2$  とし, 定速度  $V_0$  に達する時間を  $t_a$  とすると,

$$V_0 = V_m \left( 1 - \frac{1-a}{1-2a} e^{-R/L \cdot a t_a} \right) \quad (9.11)$$

となる。  $k = V_0 / V_m$  ,  $T_m = mR / K_F^2$  とおくと

$$t_a = T_m \ln \frac{1-a}{(1-k)(1-2a)} \quad (9.12)$$

と表すことができる。以上と同様の方法で求めた各近似式を表 9.1 中の定電圧駆動方式設計手順に示す。

定電流駆動方式では、平均アクセス時間  $T_{av}$  を規準にして計算することができる。定電圧駆動方式では、最大アクセス時間  $t_{max}$  を規準にするため、与えられた平均アクセス時間  $T_{av}$  から最大アクセス時間  $t_{max}$  を換算する必要がある。  $t_{max} / T_{av}$  は通常 1.7 ~ 2.0 程度を見積ればよい。

モータ設計の基本パラメータである  $\beta = (x_a + x_d) / (x_a + x_d + x_0)$  ,  $k = V_0 / V_m$  は、それぞれ図 9.1 に示すように、加速区間  $x_a$  と減速区間  $x_d$  と定速走行区間  $x_0$  との割合を規定する量で、電力利用効率を高めるため、通常  $\beta \approx 0.4$  ,  $k \approx 0.6$  程度が用いられる。

力定数  $K_F$  から磁気回路を設計するにあたっては、モータ・可動部の形状がセンタポールの大きさに大きく依存しているため、まずセンタポールの大きさを決める必要がある。センタポールの外径  $D_p$  は、次のセンタポールの磁束密度の関係式によって、規定される。

$$\frac{4(D_p + G)}{\pi N_{path} D_p^2} \left( \frac{K_F P}{N_{Row}(D_p + G) B_g} + x_{max} + c_1 \right) B_g - \alpha B_{ps} = 0 \quad (9.13)$$

ここで

$K_F$  : 力定数 (N/A)

$B_g$  : 空隙部磁束密度 (Wb/m<sup>2</sup>)

$B_{ps}$  : センタポール飽和磁束密度 (Wb/m<sup>2</sup>)

$c_1$  : 磁石長修正項 ( $c_1 \approx 0.01$ m)

$D_p$  : センタポール外径 (m)

$G$  : 空隙長 (m)

$N_{path}$  : 磁気回路の分路数 1 あるいは 2

$N_{Row}$  : コイルの巻層数

$\rho$  : 巻線ピッチ (m)

$x_{max}$  : ストローク (m)

$\alpha$  : センタポール材の飽和係数 ( $\alpha \leq 1$ )

である。さらに次の関係式を導入する。

$$G = N_{path} P + c_2 \quad (9.14)$$

$$p = d + 2\varepsilon \quad (9.15)$$

$$d = \sqrt{\frac{4\rho K_F}{\pi B_g R_c}} \quad (9.16)$$

ここで、

$c_2$  : 空隙長の修正項 ( $c_2 \approx 0.003 \sim 0.004$  m)

$\rho$  : 巻線材の比抵抗 ( $\Omega$ m)

$R_c$  : コイル抵抗 ( $\Omega$ )

$d$  : 巻線材の導体部外径 (m)

$\varepsilon$  : 巻線材の皮膜厚さ (m)

である。式 (9.14) は巻線ピッチと空隙長の関係を表すもので、 $c_2 = (0.003 \sim 0.004)$  m 程度をとればよい。巻線ピッチ  $p$  は、式 (9.16) で与えられる巻線導体部の外径  $d$  に皮膜厚さ  $2\varepsilon$  を加えたものである。市販の巻線材を使用する場合には、 $p$ 、 $d$  は規格に定められた離散的な値しかとることができない。

ボイスコイルモータの設計においては、設計パラメータが多いため、モータの最適形状を定式化することは困難である。ここではパラメータを仮定して、種々のモータ形状を設計検討し、その中から最終的に適当なパラメータを選定する方法を用いた。このため、設計手順 1・設計手順 2 にしたがって、計算機による設計チャートの作成を進め、シミュレーション設計を容易にした。

手順 1 では、駆動回路のパワーアンプの設計が容易である定電圧駆動による設計手順を用いることとし、最大アクセス時間  $t_{max}$ 、可動部の質量  $m$ 、速度比  $k$ 、駆動回路の抵抗  $R$ 、駆動系の減衰係数  $\zeta = R\sqrt{m}/2K_F\sqrt{L}$  などを入力パラメータとして、力定数  $K_F$  および定速区間がなく加速・減速のみのモードで繰返しシークする場合の消費電力 (最大消

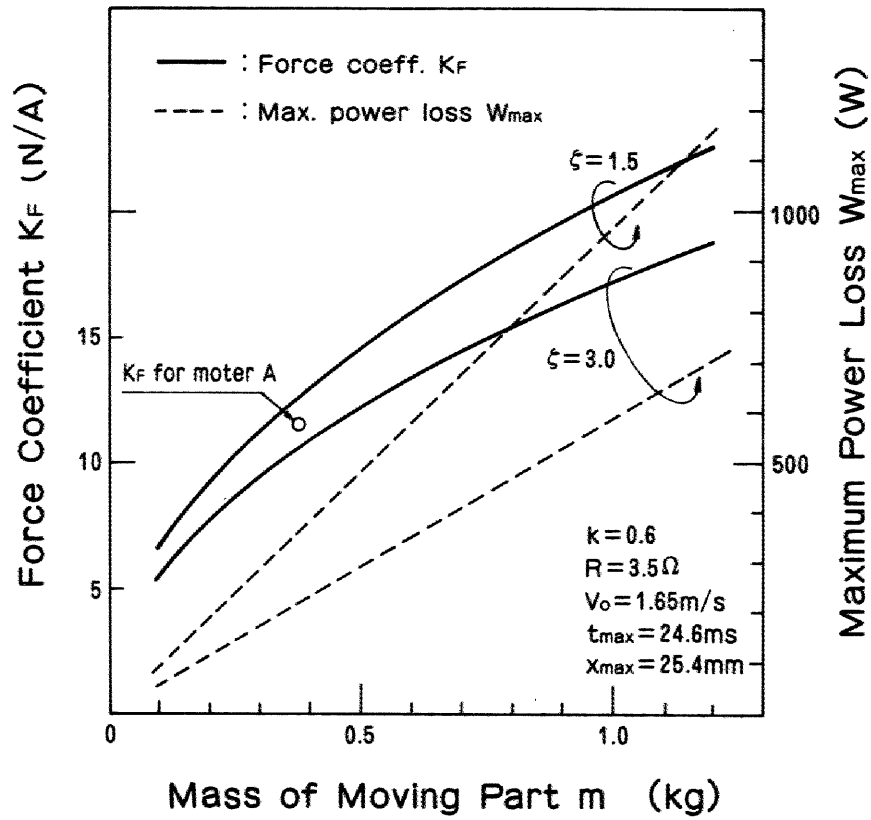


図 9.2 力定数  $K_F$  のチャートの一例

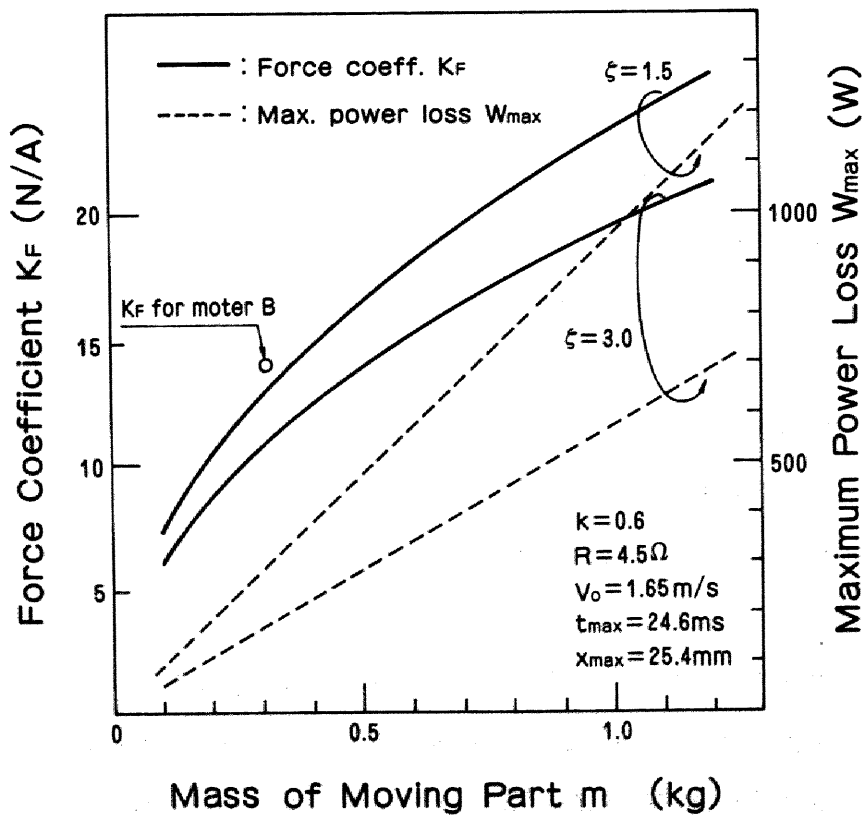


図 9.3 力定数  $K_F$  のチャートの一例



費電力)を求めた。図 9.2, 9.3 に設計チャートの 1 例を示す。力定数  $K_F$  は可動部質量  $m$  のほぼ  $1/2$  乗に比例し, 最大消費電力は可動部質量に比例する。

手順 2 では, 式 (9.13) ~ 式 (9.16) を用い, 力定数  $K_F$ , 空隙磁束密度  $B_g$ , 巻線材, センタポール材, 磁石材, およびコイルの概略抵抗  $R'_c$  などを入力パラメータとし, 巻線導体径  $d$ , 巻線径  $p$ , 巻線長  $l$ , コイル巻数  $n$ , センタポール外径  $D_p$ , コイル径  $D_c$ , コイル長  $l_c$ , 磁石材の長さ  $L_m$ ・高さ  $H_m$ ・厚さ  $W_m$ ・体積  $Vol$  を出力とする計算プログラムによって, 設計チャートを作成した。巻線導体径  $d$  は規格に定められているため, 規格表の中から式 (9.16) に最も近い値を選び, さらに規格に定められた皮膜厚さを加えて巻線径  $p$  とした。

このようにして求めたチャートの一例を図 9.4, 9.5 に示す。ここで, 漏洩係数  $\sigma =$

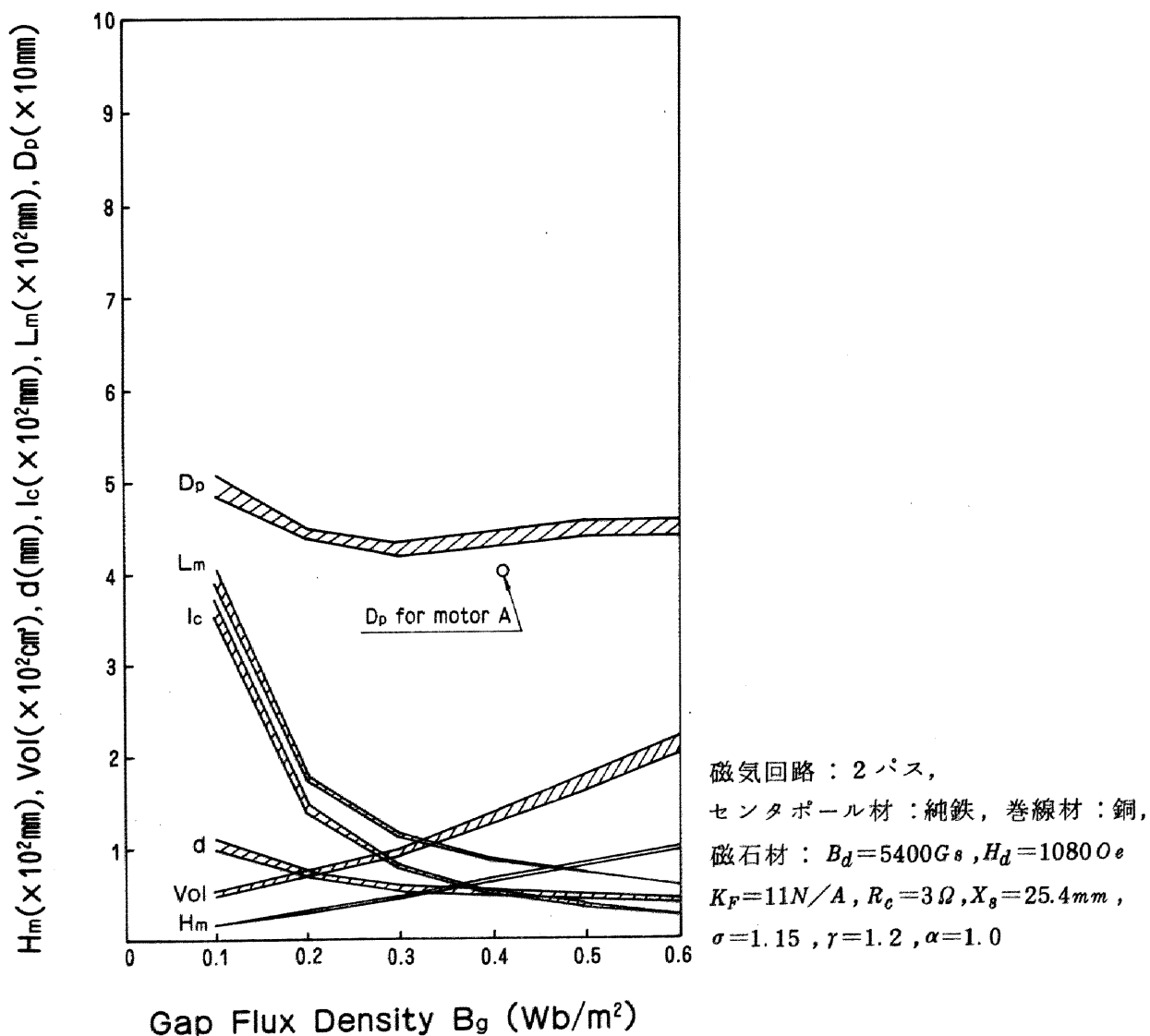


図 9.4 磁気回路の設計チャートの一例

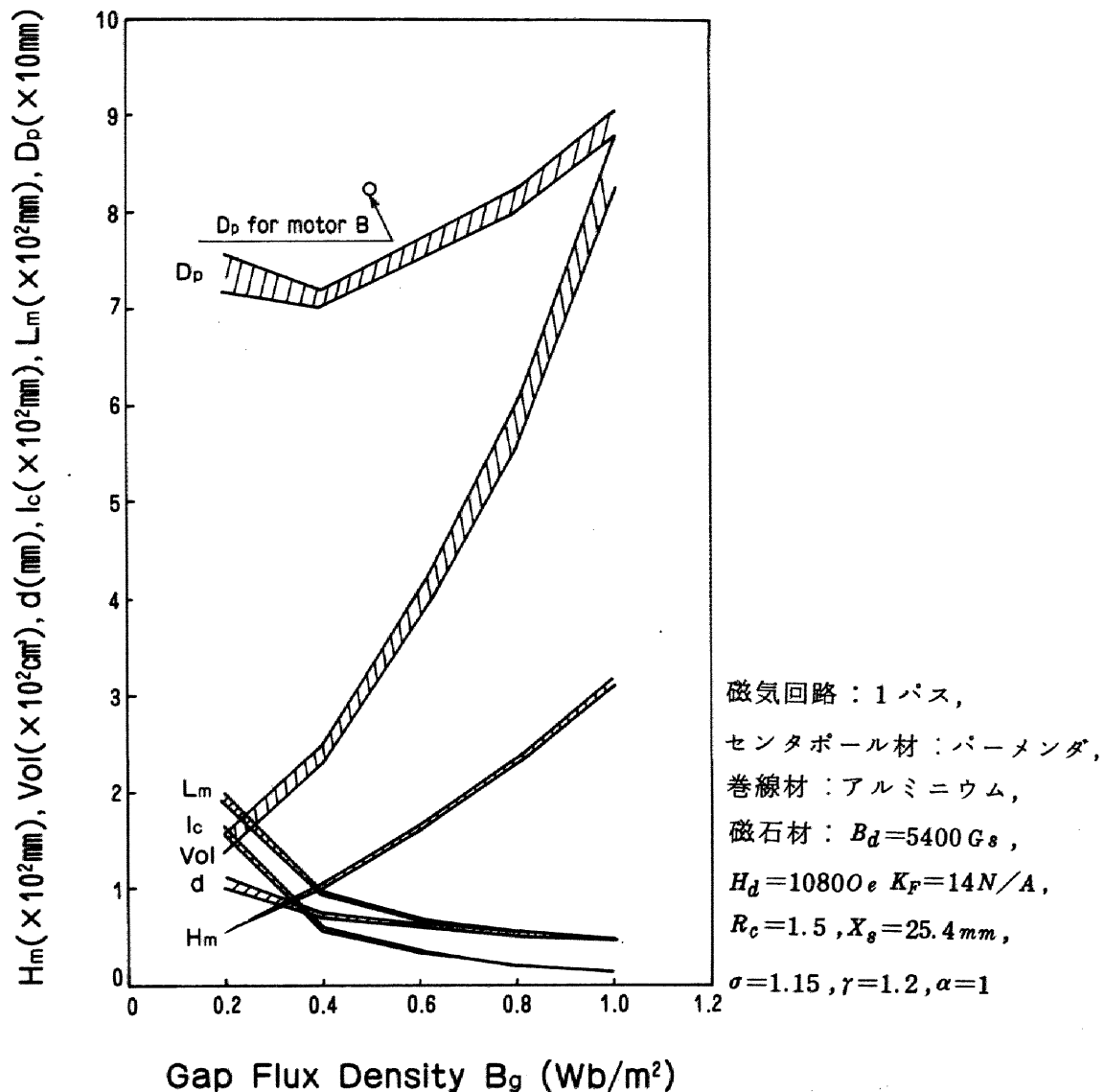


図 9.5 磁気回路の設計チャートの一例

1.15，起磁力係数  $\gamma = 1.2$ ，飽和係数  $\alpha = 1$  とした。曲線の幅は巻線導体径として，式 (9.16) の値に近い細い径を用いた場合が下側の曲線，太い径を用いた場合が上側の曲線に対応しており，線径がこのような離散値しかとり得ないため，コイルの抵抗はあらかじめ与えた概略抵抗  $R'_c$  よりやや増減する。これらの図より，与えられたパラメータに対して最小のセンタポール径を与える空隙磁束密度が存在することがわかる。

### 9.3 直進形位置決め機構

#### 9.3.1 設計方針

直進形位置決め機構について、つぎの2点を重点に設計検討を行った。

- (1) ボイスコイルモータ・キャリッジの小形軽量・高剛性化の基本技術を確立する。  
このため、ポジショナとしては情報の記録・再生とサーボとを行うことができる最小単位に近い形としてサーボヘッド1本、データヘッド2本とで構成する。
- (2) 転送速度の高速化をはかる手段の一つとして、一つのディスクパックを複数個のポジショナで受持つマルチポジショナとしての構造を検討する。このため可動部を案内するレールはディスクの外周より内側に入り込まないようにし、ポジショナを多段に積重ねることが可能な構造とする。

この設計方針のもとで、下記の設計目標を設定した。

- (i) 平均アクセス時間（整定時間を含む） 15 ms
- (ii) ストローク

直線性の保証	25.4 mm
可動範囲	40 mm
- (iii) 暴走止め機構

作動距離	5 mm
最大加速度	1500 m/s <sup>2</sup> 以下
- (iv) 搭載ヘッドアーム数

データヘッド	2 本
サーボヘッド	1 本
- (v) 可動部質量 300 g
- (vi) 可動部シーク方向の機械共振点を可能なかぎり高くする（2 kHz 以上）

#### 9.3.2 磁気回路の構造

9.2 節の基礎検討のもとに設計検討を行い、具体的に2種類のボイスコイルとモータを試作した。それぞれの仕様を表 9.2 に、概略構造を図 9.6，9.7 に示す。

試作モータ A はセンタポールを小さくし、かつ前面の磁気シールドを容易にするため、永久磁石からの磁路をセンタポールで分流する2パス形とした。低価格化に重点

表 9.2 ボイスコイルモータ仕様

	試作モータ A	試作モータ B	備 考
1. 磁気回路形式	ショートコイル	ショートコイル	
磁 石	2 パス	1 パス	
センタポール直径	40 mm	85 mm	
ポール材	純 鉄	コバルト・鉄合金	
	$B_s = 1800 \text{Gs}$	$B_s = 2300 \text{Gs}$	
磁 極 長	78 mm	75 mm	
コイル長	28 mm	44 mm	
コイル直径	49 mm	90.35 mm	外 径
2. 空けき磁束密度	4100 Gs	5000 Gs	
3. 磁 石 材	○ ALNICO-8	希土類コバルト磁石	
	$B_d = 5800 \text{Gs}$	$B_d = 4200 \text{Gs}$	
	$H_d = 890 \text{Oe}$	$H_d = 4200 \text{Oe}$	
	○ フェライト磁石		
	$B_d = 1400 \text{Gs}$		
	$H_d = 1500 \text{Oe}$		
形 状	平板組合せ	円筒状	
4. 巻 線			
巻 線	200 ターン	105 ターン	2 層巻
線 長	28 m	30 m	
線 径	0.55 mm	0.8 mm	
線 材	銅	アルミニウム	
巻線抵抗	3.0 $\Omega$	2.6 $\Omega$	150 $^{\circ}\text{C}$ における値
巻線直列抵抗	0.5 $\Omega$	1.7 $\Omega$	
5. 電源電圧	35 V	30 V	
6. 単位出力	11.5 N/A	14 N/A	

をおき、センタポールとしては純鉄を使用し、磁石材としては平板状の鑄造磁石（ALNICO系）と平板状のフェライト磁石（CERAMIC系）とを併用し、センタポールを4方向から囲うように組合せた。

試作モータ B は小形化に重点をおいて設計した。ポジションナ機構としての長さを小さくするため、磁路は1パス形とした。その分センタポール径は増大するが、センタポール材として飽和磁束密度の大きい鉄・コバルト合金を使用し、径を極力小さくした。磁石材としてはエネルギー積（磁場の強さと磁束密度の積）の大きい希土類・コバルト磁石を使用し、円弧状の小片に成形したものを接着して円筒状にした。また、磁

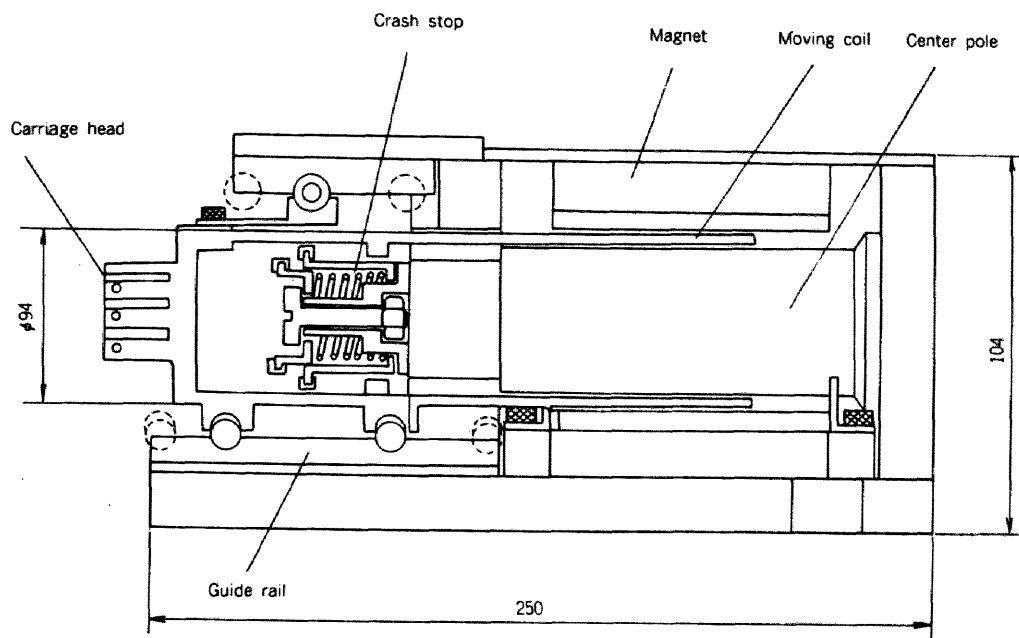


図 9.6 試作ポジショナ機構 A

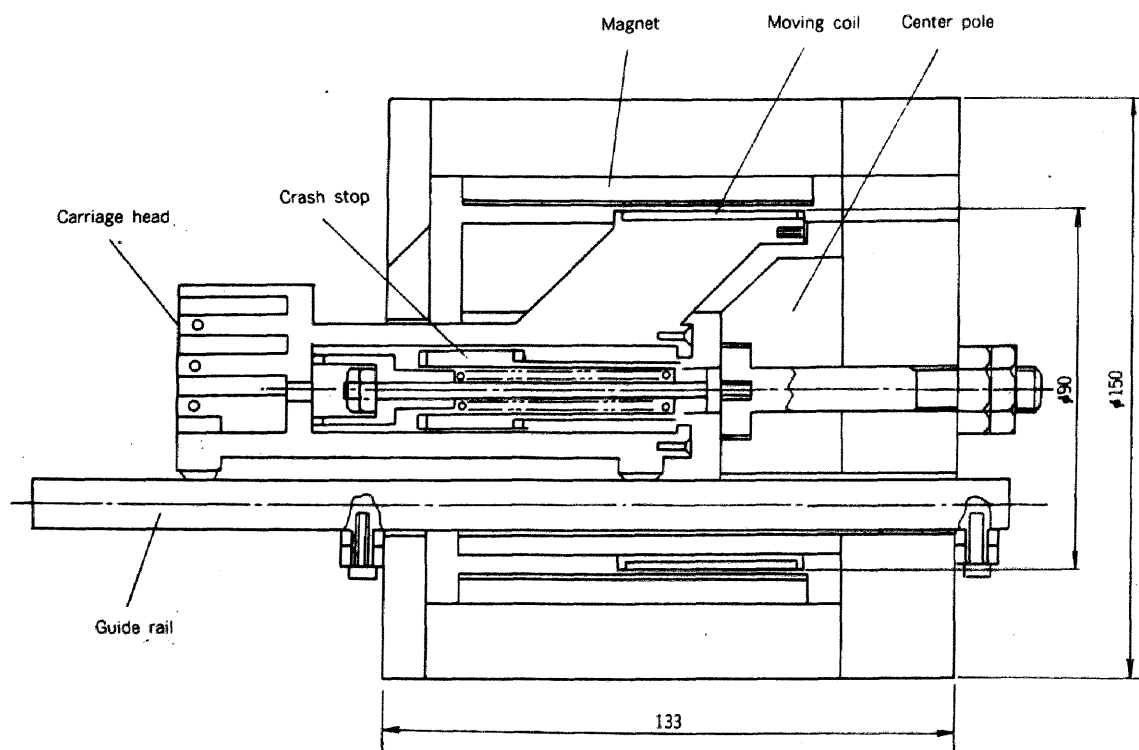


図 9.7 試作ポジショナ機構 B

石前面にセンタポール径よりも小さい穴径のシールド板を配した。センタポールをくりぬいてその中にガイドを通し、キャリッジの一部がセンタポール内に入り込む新しい構造を採用した。

図 9.2 ～図 9.5 のパラメータは、磁石材を除いてほぼ試作モータの仕様に対応している。試作モータの力定数  $K_F$  およびセンタポールの外径  $D_p$  を図中に○印で示す。いずれも空隙磁束密度は、最小のセンタポール径を与える値よりもやや大きくし、その分だけ巻線長を短くし、発熱量の低減をはかった。試作モータ A は限界設計になっており、センタポール材はやや過飽和の状態になっている。試作モータ B は、センタポールをくりぬく新しい構造としたため、余裕度を大きくし、センタポールの外径はくりぬいた断面積以上に大きくした。

### 9.3.3 ポジショナの構造

ポジショナ機構部はボイスコイルモータ、磁気ヘッドおよびコイルを装着するキャリッジ、直線ガイド、暴走止め機構で構成される。また制御系の安定性の観点からは浮動ヘッドアーム、浮動ヘッドジンバルのアクセス方向の振動特性が関連する。

機構部には次の設計方針を定めた。

- (1) 軽量・高剛性化のため部品点数を減らし、可能なかぎり一体構造とする。
- (2) 慣性力の不つりあいに起因する振動を防止するため、できるだけ対称な構造をとる。
- (3) 暴走止め機構をセンタポールと同軸上に配置し、暴走衝突時にも不つりあいな慣性力の発生を抑え、衝撃はばね力で吸収する。

この方針のもとに設計検討を行い、ボイスコイルモータの試作例 A, B に対応する 2 種類のポジショナを試作した。それぞれの仕様を表 9.3 に示す。

#### [1] 試作ポジショナ機構 A

本試作機の特徴は次の諸点である。

- (i) センタポールを前面ヨークよりつき出させ、その先端に暴走止め機構を取付けたこと。
- (ii) キャリッジ・浮動ヘッドアーム取付部までを、軸対称形に近い直円筒状とし、かつ一体モールド成形し、剛性を高めたこと。
- (iii) 軸受を直円筒部にじか付けし、前面ヨークからつき出る上下の V 形ガイドレー

表 9.3 ポジショナ機構部の仕様

	試作ポジショナ A	試作ポジショナ B	備 考
1. ボイスコイルモータ	試作モータ A	試作モータ B	
2. キャリッジ 形 状	直円筒状 キャリッジ } 一体構造 サブブロック }	ロケット状 キャリッジ } 一体構造 ボビン } Tブロック }	
材 質	アルミニウム合金	マグネシウム合金	
質 量	252 g	146 g	
3. ガイ ド	上下Vレールガイド	中心円筒レール* 両側平面レール	* センタポール貫通
材 質	ベリリウム銅	ベリリウム銅	
4. 暴走止め	両方向同ースプリング センタポール前面に取付け	両方向同ースプリング センタポールに内蔵	
5. 浮動ヘッド機構	4 記録再生用コア / 1 データヘッドアーム ヘッドローディングオンオフ機構 } 内蔵 記録再生用 IC }		
アーム材質	アルミニウム合金	マグネシウム合金	
質 量			
データヘッド	48 g	57 g	
サーボヘッド	32 g	49 g	
6. 可動部機械共振点 (ヘッドアームを含む)	2.3 kHz	2.6 kHz	
7. 可動部総質量 データヘッド2本, サ ーボヘッド1本を含む。	380 g	309 g	

ルによって案内する上下対称構造とし、不つりあい起因する慣性力の発生を抑えたこと。

アルミニウム合金を用いた可動部の質量は設計目標を越えているが、試作ポジショナ B と同様にキャリッジ・浮動ヘッドアームに Mg 合金を用いれば、質量は 2 / 3 に軽量化できるため、当初設計目標を満足させることは可能である。

図 9.8 にキャリッジの概略図を示す。キャリッジとヘッドアーム取付け部とを単純な直円筒状としたため、アクセス方向の剛性が高く、5 kHz 以下においては顕著な振動モードは認められなかった。図 9.9 はヘッドアームを組込んだ状態で、ボイスコイルモータを用いて可動部を加振し、ヘッドアームの浮動ヘッドジンバル取付け部とコイルとの間の機械インピーダンスを測定した結果である。ゲインカーブには

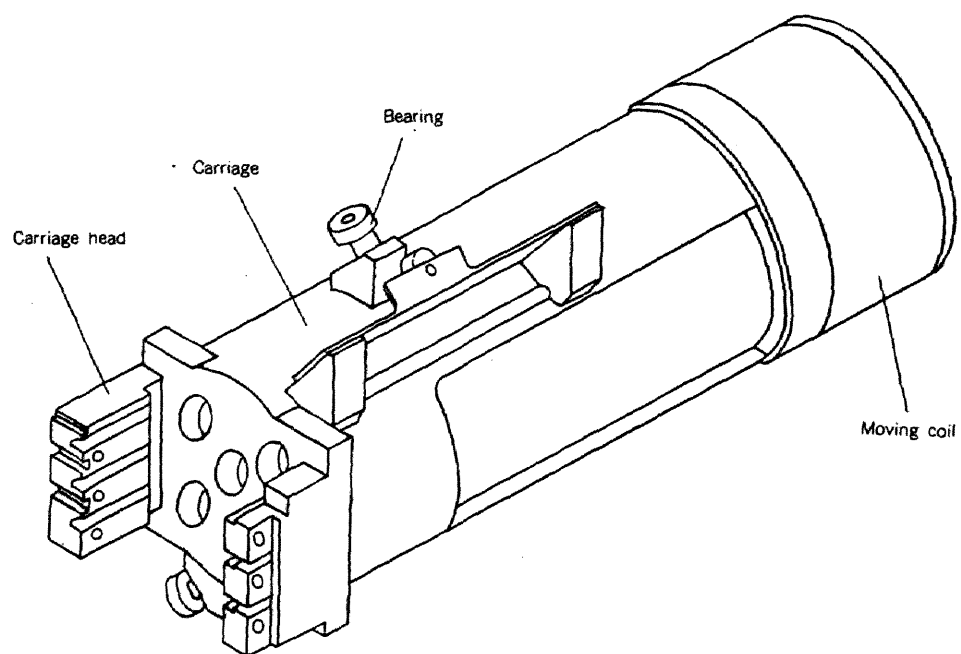


図 9.8 試作ポジショナ機構 A のキャリッジ

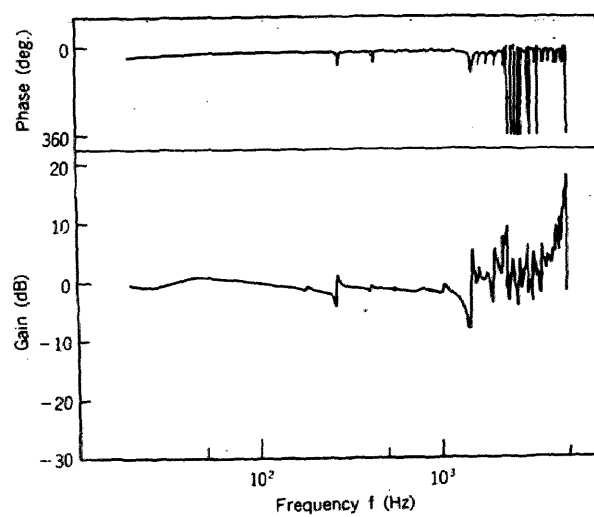


図 9.9 可動部の機械インピーダンス



270 Hz, 1.5 kHz, 2.0 kHz にピークがある。これはキャリッジ自身の機械共振によるものではなく、軸受、ガイドを含めた構造体としての機械共振によるものであるが、ここでは位相が反転していないため、追従制御における不安定の直接的な原因とはならない。270 Hz のピークは可動部の剛体としてのコニカルモードの共振点である。位相の反転する最低次の機械共振点は 2.3 kHz と高い値が得られた。

## [2] 試作ポジショナ機構 B

本試作機の特徴は次の諸点である。

- (i) キャリッジ・ヘッドアーム取付部、ポピン取付部を一体の Mg 合金で形成した。
- (ii) 従来のようにボイスコイルモータのガイドレールをモータの外部に設けることなく、センタポールをくりぬいてその中に配置し、予圧を与える軸受をモータの外部の平面ガイドで行うようにしたため、軸受スパンを長くとることができたこと。
- (iii) センタポールをくりぬいたため、その分コイル径も大きくなったが、コイルフォーマを放射状の 3 本の支柱によってキャリッジと結合させ、コイルの剛性を高めたこと。
- (iv) キャリッジの中心を円形にくりぬき、その内部に暴走止めを内蔵し、また外周を六角形状にして、軸受を外周に近接して配置し、全体として軸対称に近い形状としたこと。

図 9.10 にキャリッジの概略構造を示す。当初設計においては、過度の軽量化により剛性が低下し、シーク方向の共振周波数は浮動ヘッドアームのジンバル取付部で

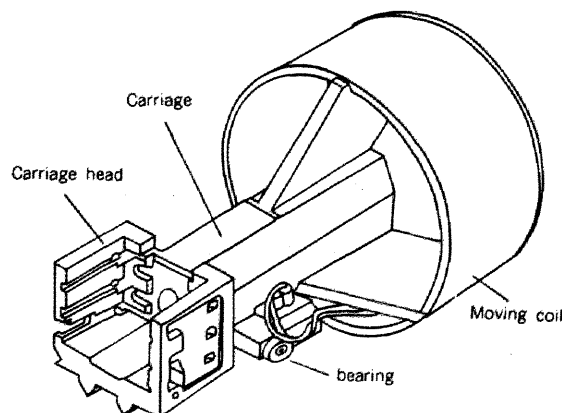


図 9.10 試作ポジショナ機構 B のキャリッジ

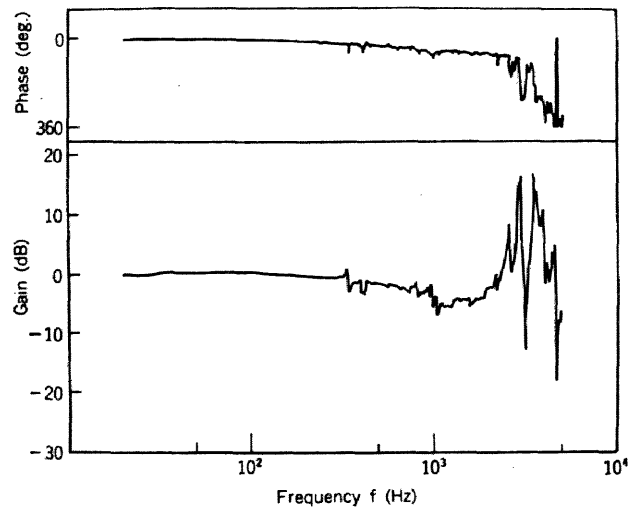


図 9.11 可動部の機械インピーダンス

検出したときは 1.7 kHz 程度であったが，曲げモードの振動を抑制するような補強を行い，最終的には 2.6 kHz まで高めた。

図 9.11 はヘッドアームを組込んだ状態で，ボイスコイルモータによって可動部を加振し，ヘッドアームの浮動ヘッドジンバル取付部とコイルとの間の機械インピーダンスを測定した結果である。ゲインカーブには 330 Hz に小さなピークがあるが，これは剛体としてのコニカルモードの振動で，追従制御における発振の直接的な原因とはならない。シーク方向の最低次の共振点は 2.6 kHz と高い値が得られた。

## 9.4 スィング形位置決め機構

### 9.4.1 設計方針

スィングポジショナについては，駆動モータをも含めたポジショナ全体をヘッドディスクアセンブリ（HDA）に内蔵した密閉構造を実現するため，小形軽量化・高実装密度化に重点を置き，以下を設計方針のもとに試作検討を行った。

- (1) ポジショナ機構の小形化
- (2) 位置決め精度の向上
- (3) シークタイムの短縮

(4) 暴走時におけるヘッド・媒体の安全性保証

(5) 長期間の無保守連続運転を可能とするための長寿命化

スィングポジションでは位置決め精度に影響する振動モードが、一般に剛性の低い曲げであり、また、揺動軸等の曲げ振動が連成する複雑な振動特性を有する。そこで、可動部の主共振周波数を 2 kHz 以上とすることを目標に、構造解析によりスィングアーム構造の軽量高剛性設計を行った。また、振動特性の向上を目指した数次の設計試作を行い、モーダル解析の手法によりポジション構造を最適化した。

シークタイムの短縮にはトルク／慣性を大きくすることが必要であるが、駆動力を増すためにコイル巻数を増すと慣性も増大する。駆動モータの設計に当っては、平均シークタイム 18ms 以下の性能を満足する条件のもとに慣性、消費電力の低減および磁気回路の小形化に重点を置いた設計を行った。

暴走時における安全性保証は磁気ディスク装置の信頼性を確保するうえで最も重要な項目のひとつである。そのため、クラッシュストップの設計には十分な安全係数を見込み、暴走衝突時に浮動ヘッドスライダに加わる最大加速度を  $2000 \text{ m/s}^2$  以下に抑えることとした。

スィングポジションでは、揺動軸受のフレッチング寿命が問題となる。そこで長期連続揺動試験を行い、その耐久性を確認した。

#### 9.4.2 スィングポジションの幾何寸法

ポジションの駆動モータに必要なトルクは可動部の慣性モーメント  $J$  と最大スィング角  $\theta_{max}$  の積に比例するから<sup>(80),(83)</sup>、高速化あるいは駆動モータの小形・低消費電力化のためには、 $J \cdot \theta_{max}$  を最小とするようヘッドアームの長さ  $l$  を決定する必要がある。ディスク面上のヘッドストロークを  $x_{max}$  とすれば最大スィング角  $\theta_{max}$  は

$$\theta_{max} \simeq x_{max} / l$$

となる。可動部の慣性モーメント  $J$  は、アーム長に依存しない成分を  $J_0$ 、アームの単位長さ当りの質量を  $\rho$  とすれば近似的に次式で表される。

$$J \simeq J_0 + \frac{1}{3} \rho l^3 \quad (9.17)$$

したがって、

$$J \cdot \theta_{max} \propto \left( J_0 + \frac{1}{3} \rho l^3 \right) / l \quad (9.18)$$

となり、 $J \cdot \theta_{max}$ には $l$ に対して最小値が存在する。本ポジショナ構造では、 $J \cdot \theta_{max}$ が最小となるアーム長は90～100mmであった。

一方、スィングポジショナではディスク面の走行方向と浮動ヘッドスライダの長手方向は一般に一致せず、スィング角に対応したヨー角が生じる。浮動ヘッドスライダの浮上量はヨー角によって低下し、その傾向は10度前後から著しくなる<sup>(67)</sup>。一般には、一つのヘッドの占める最アウトゾーンと、最インナゾーンとでヨー角を振り分けるよう浮動ヘッド支持機構の取付角を設定することによってヨー角の最大値を抑えることができる。しかし、サーボヘッドについては、ヘッドギャップが回転半径と直交するようヘッドを取付ける必要があり、ヨー角の両振り分けを任意に設定することはできない。本ポジショナでは以上の点を考慮し、アーム長を98mmとした。

表 9.4 に構成要素の幾何学的諸元を示す。

表 9.4 構成要素の幾何学的諸元

		インナデータ ヘッ ド	アウトデータ (サーボ)ヘッド
ヘッド揺動半径		99.46mm	96.19mm
インナデータトラックの半径		62.8mm	82.8mm
アウトデータトラックの半径		77.2mm	96.9mm
最大 ヨー角*)	データゾーン	-7.8度	+4.8度
	ストッパ作動時	-10.4度	+8.5度

\*) +; インナ側, -; アウタ側での値を示す。

#### 9.4.3 ポジショナの構造

ポジショナの構造を図9.12に示す。可動部はコイルボbinを直結したサーボアームと6本のデータアームをロータリシリンダに通して積み重ねて構成したアーム積層構造・軸受外輪回転形である。軸はサブベースに固定され、ヘッドアーム、駆動コイル、磁気回路、クラッシュストップを一体としたポジショナサブアセンブリの単位でHDAベースに取付けられる。ヘッドアームはロータリシリンダに積層後、連結ピンで結合

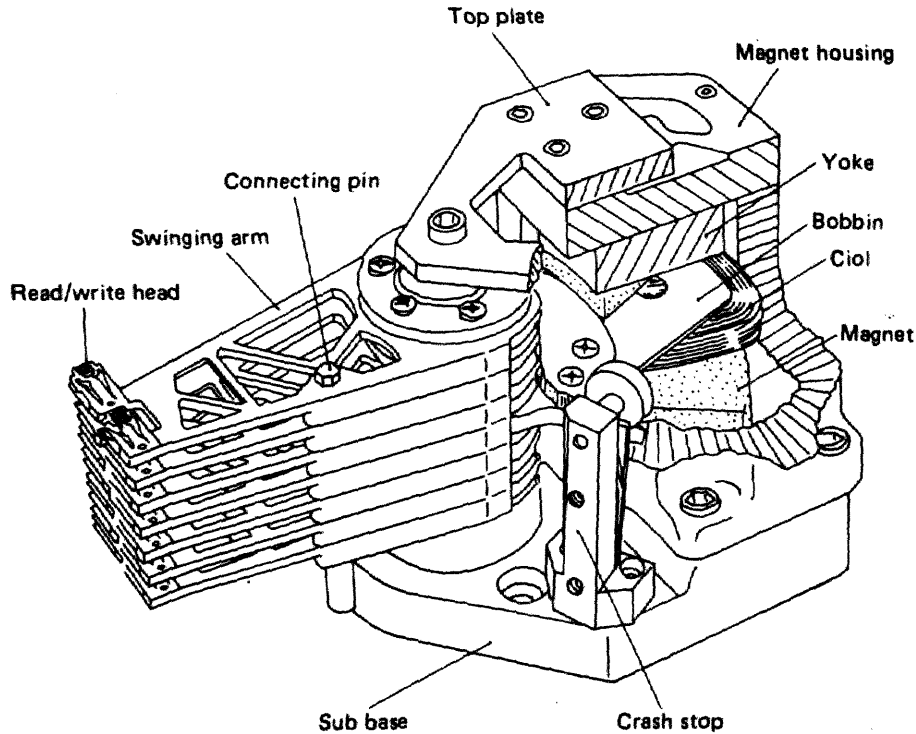


図 9.12 ポジショナ機構概観

し、相互の位置決め精度と上下方向の剛性を高めた。駆動コイルを直結し、かつクラッシュストップ機構の一部を兼ねたサーボアームは7本あるデータアームの中央に配置し、系の対称性を高めることによって振動およびサーマルオフトラック（温度変化に伴う熱膨張差や熱変形によって生じる位置ずれ）を低減した。

磁気回路はアーム積層構造をとり易い、偏平の扇形コイルボbinを、対向する平板状磁石内に挿入する構造である。また固定軸はその支持剛性を高めるため、剛に設計された磁気回路のハウジングと上端を結合した両持構造とした。これは後述する振動特性の改善に効果の高い構造である。

シークタイムの短縮および機械共振を高めるため、可動部は極力軽量化することとし、ヘッドアームは軽量でかつ高剛性なフレーム構造とした。また、コイルおよびコイルボbinは軽量化と同時に、消費電力、磁気回路体積を最小とする設計を行った。消費電力によるコイルの温度上昇はコイル被膜材料等の耐熱限界以下であることが最低限必要である。しかし、ポジショナ駆動モータをも含めた密閉構造としている本装置では、サーマルオフトラックを減ずるためにも、消費電力の低減は重要である。消費電力を低減するためにはコイル巻数を増して電流を小さくし、かつ線径を大きくし

てコイル抵抗を減ずれば良いが、いずれも可動部の慣性モーメントの増大，磁気回路の大形化を招く。そこで，コイル線材としては銅線に比べて比抵抗は大きいが比重の小さいアルミニウム線を用い，軽量でかつ消費電力を最小とする設計を行った。また，トルク定数を増し，かつ磁気回路の大きさを極力小さくするため，磁石材料は最大エネルギー積の大きい希土類コバルト磁石を採用し，空隙磁束密度約 0.54 Tを得ている。本磁気回路では磁石厚を薄くし，かつ磁石を対向させた構造としているため，漏洩磁束密度が小さく，特別な磁気シールドは不用である。図 9.13 に磁気回路端面からヘッ

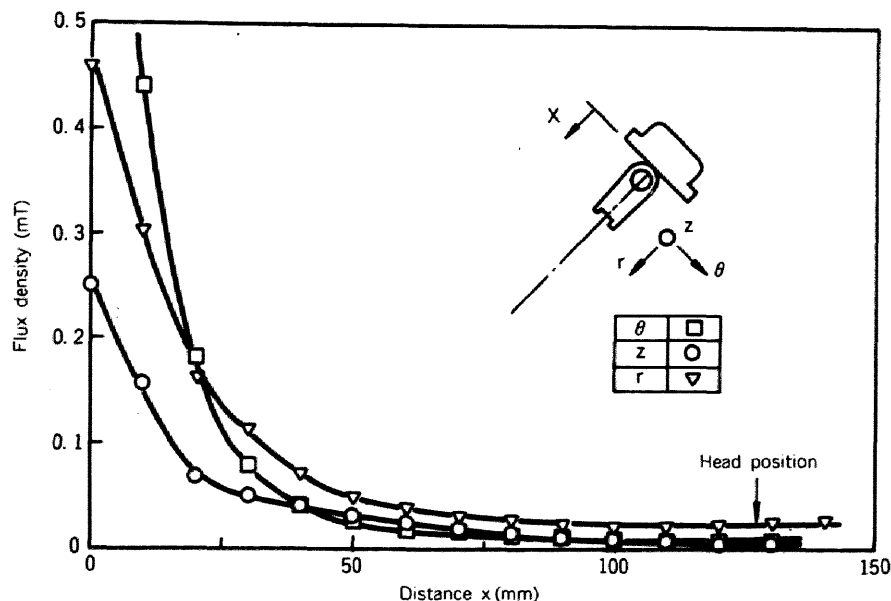


図 9.13 アーム方向の漏洩磁束密度分布

ドアーム方向にそった漏洩磁束密度分布の測定結果を示す。磁気ヘッド位置での値は 0.1 T 以下であり，記録情報への悪影響はない。なお，磁石表面にはシーク時のコイル電流の立ち上がり特性を改善するために，インダクタンス補償用の銅板（厚さ 0.5 mm）を配置した。

揺動軸受には組立てが容易な単列深溝玉軸受を用い，その剛性と揺動精度を高めるため軸方向に予圧を与えている。過大な予圧は摩擦トルクが増大するだけでなくフレッチングの発生につながる。フレッチングとは，ころがり軸受が回転しない状態で振動荷重を受けたり，微小揺動運動したときに転動面に生ずる一種の摩耗現象である。

表 9.5 ポジショナ機構の主要諸元

揺動体質量	0.5 kg
揺動体慣性モーメント	1.00 gm <sup>2</sup>
揺動軸受	6903, 6906
揺動軸受の予圧	50 N
トルク定数	0.49 Nm/A
コイル抵抗	4.5 Ω
巻き数	160
コイル質量	20 g
空隙磁束密度	0.54 T
磁石空隙	9.0 mm
コイル平均半径	70 mm

そこで、後述する揺動軸受の寿命試験の結果から、十分な寿命と剛性を保証する予圧（50 N）を求めた。

本ポジショナの主要諸元を表 9.5 に示す。なお、本ポジショナの慣性モーメント  $J$  は 1 gm<sup>2</sup>、アーム半径  $r_h = 98$  mm、コイル中心の半径  $r_c = 70$  mm であるから駆動力に対応した等価質量は  $M_e = J / (r_c r_h) \simeq 146$  g となり、可動部質量 500 g の 29 % の値を実現している。

#### 9.4.4 振動特性

##### 〔1〕 振動解析

ポジショナ機構には構成要素の弾性変形に起因した機械共振が必ず存在し、位置決め性能に影響を及ぼす。そのため、制御ループ内にはノッチフィルタあるいは二次ローパスフィルタなどの補償回路を挿入し、機械共振の影響を除くのが普通である。しかし、低域へのフィルタの挿入は低周波領域の位相特性に悪影響を及ぼすため、機械共振点はできるだけ高いことが望ましい。

シングポジショナ機構の基本振動モードは、コイルボビンとヘッドアームの結合体の曲げ振動であるが、その他に揺動軸受、固定軸、サブベース等の振動が複雑に連成する。前者は有限要素法にもとづいた構造解析により、設計段階でその振動特性を予測することが可能である。後者の連成振動を明らかにするためには、多数の構成部品から成るポジショナサブアセンブリ全体の構造解析を行う必要があり、

これに有限要素法を適用することは困難である。そのため、アーム・コイルボビン等の設計に際しては、有限要素法により軽量かつ高剛性な形状を求め、全体構造については試作機に対してモーダル解析の手法を適用して構造の最適化を図った。

(i) 可動部の振動解析

図 9.14 は有限要素法によるコイルボビンとサーボアームの結合体の固有振動の解析結果であり、ボビン材料のヤング率とコイル質量が固有振動数に与える影響を示したものである。図 9.15 はコイル質量 20 g における固有振動モードを示したものである。アルミ合金を用いフレーム構造としたヘッドアームの曲げが支配的な固有振動数は 4 kHz 以上となっている。一方、ガラスエポキシ樹脂を用いたコイルボビンの曲げが支配的な 1 次固有振動数は、ヤング率にはそれほど依存せず、コイル質量に大きく依存する。本ポジショナ機構ではコイルを軽量化することにより、可動部の最低次固有振動数を 2.5 kHz にまで高めた。

(ii) 全体構造の振動解析

図 9.16 は図 9.12 に示したポジショナサブアセンブリのモーダル解析例である。モーダル解析によれば、試作機における固有振動モードをアニメーション表示することが可能であるため、改良すべき構成要素が容易に判断できる。また、構造

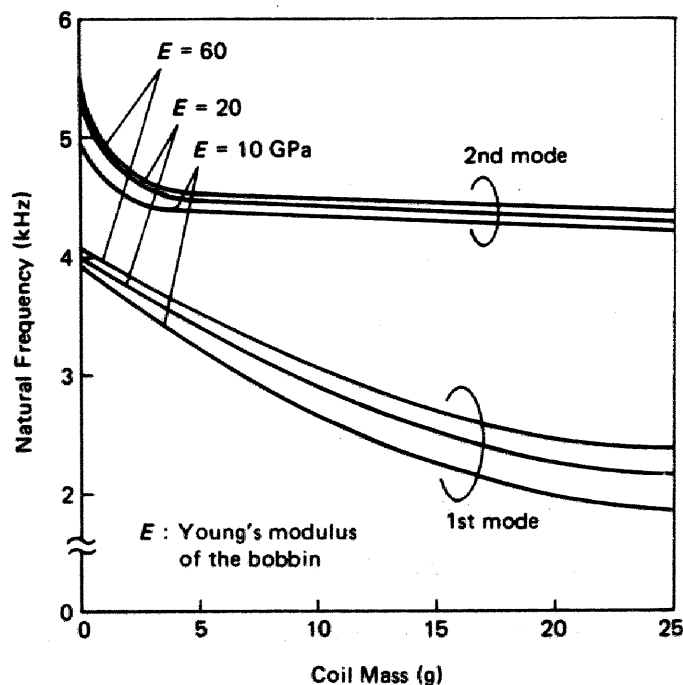
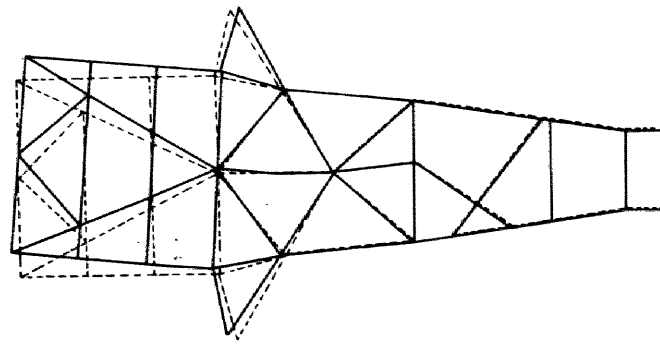
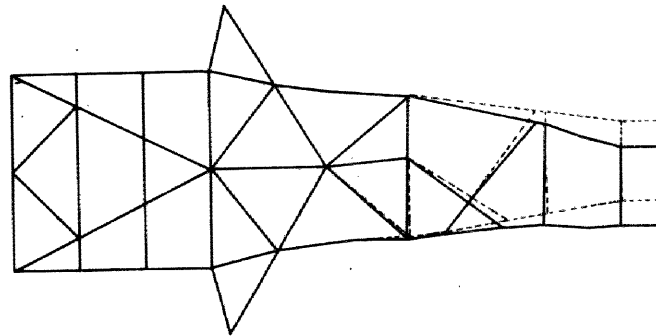


図 9.14 コイル質量と可動部固有振動数の関係





(a) 1st mode Natural frequency : 2.53 kHz



(b) 2nd mode Natural frequency : 4.34 kHz

図 9.15 サーボアームの振動解析結果

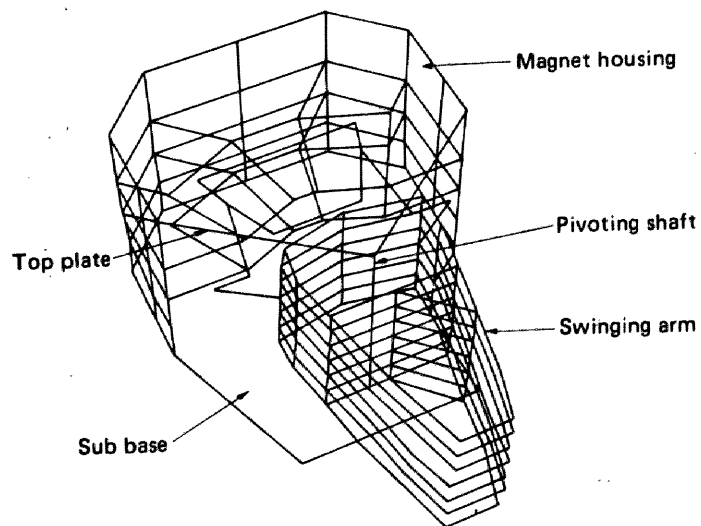
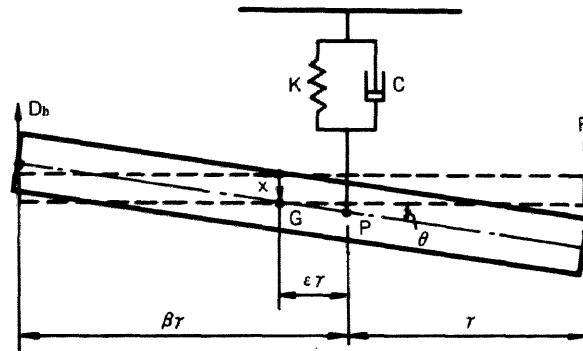


図 9.16 ポジショナサブアセンブリのモーダル解析例

体の固有振動数，固有ベクトルだけでなく，減衰比をも容易に測定できることがひとつの特徴であり，それらをもとに振動モデルを構築し動特性改善のためシミュレーションを行うことができる。

本機構の開発当初は固定軸の支持構造が不十分であったため，2 kHz 以下の領域に軸の曲げモードが支配的な顕著な共振が存在した。この振動はイナータンス特性において反共振を伴うことが特徴であり以下に可動部の曲げと固定軸の曲げを考慮した多自由度振動モデルの計算結果を示す。



P : ピボット m : 質量  
G : 重心 J<sub>G</sub> : 重心まわりの慣性モーメント  
F : 力

図 9.17 ポジショナの振動モデル

まず，図 9.17 に示すように，可動部を剛体とし，軸をばねとダンパに置き換えると，系の運動方程式は次式で表される。

$$\begin{aligned} m\ddot{x} + c(\dot{x} + \epsilon r \dot{\theta}) + k(x + \epsilon r \theta) &= F \\ J_G \ddot{\theta} + c(\dot{x} + \epsilon r \dot{\theta}) \epsilon r + (x + \epsilon r \theta) \epsilon r &= F(1 + \epsilon) r \end{aligned} \quad (9.19)$$

また，ヘッド位置における並進変位  $D_h$  は次式で表される。

$$D_h = (\beta - \epsilon) r \theta - x \quad (9.20)$$

式 (9.19)，(9.20) からイナータンス伝達関数は次式で表される。

$$H_P(s) = \frac{\{(\beta - \epsilon)(1 + \epsilon) - \alpha\} s^2 + 2\xi_P \beta \omega_P s + \beta \omega_P^2}{m \alpha s^2 + 2\xi_P m (\alpha + \epsilon^2) \omega_P s + m (\alpha + \epsilon^2) \omega_P^2} \quad (9.21)$$

ただし、 $\omega_p^2 = k/m$  : 共振周波数、 $\alpha = J_G/(mr^2)$  : 慣性モーメントの比、 $\xi_p = c/(2\sqrt{mk})$  : 減衰比である。すなわち、この系は次の周波数で共振、反共振をもつ。

$$\text{共 振} \dots\dots\dots \omega = \sqrt{\frac{\alpha + \varepsilon^2}{\alpha}} \omega_p$$

$$\text{反共振} \dots\dots\dots \omega = \sqrt{\frac{\beta}{(\beta - \varepsilon)(1 + \varepsilon) - \alpha}} \omega_p$$

一方、軸を剛と仮定し、可動部の曲げをモデル化すれば、ヘッド位置でのイナータンス伝達関数は次式で表される。

$$H_A(s) = \frac{-\beta r^2 s^2 / J_P}{s^2 + 2\xi_A \omega_A s + \omega_A^2} \quad (9.22)$$

ただし、 $J_P$  : 軸まわりの慣性モーメント、 $\xi_A$  : 減衰比、 $\omega_A$  : 共振周波数である。

式(9.21)および式(9.22)の計算例を図9.18に示す。スイングポジションナのイナータンスは近似的に式(9.21)と式(9.22)を重ね合わせることによって得られ、次式によって表される。

$$H(s) = H_p(s) + H_A(s) \quad (9.23)$$

図9.19に試作機のイナータンス測定結果の1例と式(9.23)の計算結果の比較を示す。両者はよく一致しており、スイングポジションナの振動特性は主に可動部の曲げ振動と軸の振動に支配されることがわかる。

なお、揺動軸受の剛性および減衰係数は図9.17のモデルにおいて、それぞれ  $k$  および  $c$  に置き換えることができるため、軸受剛性の影響は軸の振動と同様の性質を有する。しかし、本機に用いた単列深溝玉軸受のラジアル剛性は、予圧50Nにおいて80 MN/m(6903番)、100 MN/m(6906番)と十分高く、それに起因した共振周波数は約3 kHzと高い。

以上の構造解析および試作機に対するモーダル解析の結果から得られた結論を以下にまとめる。

- (i) ヘッドアームはフレーム構造とすることにより軽量・高剛化が可能であり、

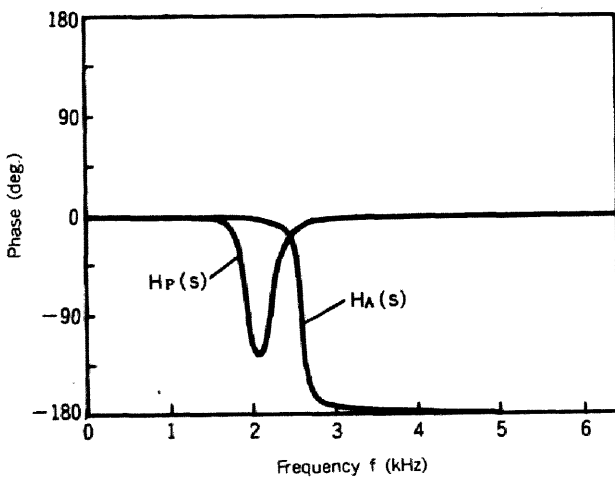
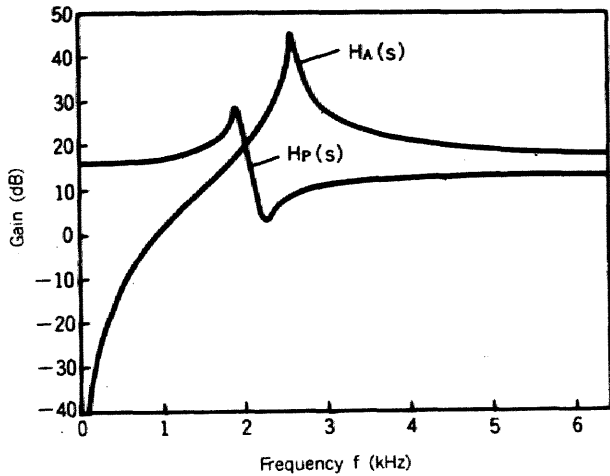


図 9.18 各モデルのイナータンス

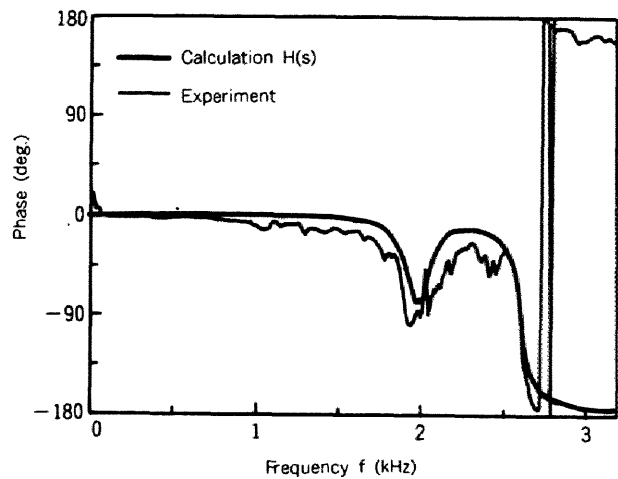
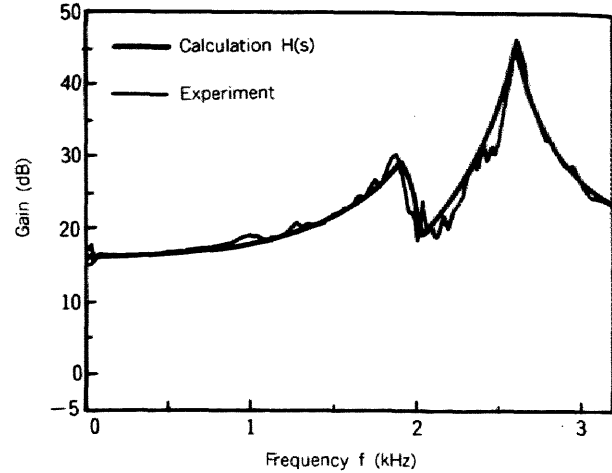


図 9.19 計算値と実験値との比較

シーク方向の曲げ共振点を 4 kHz 以上にできる。

- (ii) 可動部の最低次固有振動数ではコイルボbinの曲げが支配的である。したがって、可動部の機械共振点を高めるためにはコイルの軽量化が最も効果的である。
- (iii) 揺動軸受の剛性は十分高い値が得られる。
- (iv) 軸の剛性はその支持方法に大きく依存し、7本のヘッドアームを搭載する本ポジションナ機構においては、片持軸の剛性は不十分であり、両持構造とする必要がある。
- (v) ポジションナ機構の小形化および組立ての容易さを考慮すると、磁気回路のハウジングと軸の上端とを連結板を介して結合した両持構造が有利である。また、その効果を高めるためには磁気回路のハウジングを剛に設計する必要がある。

る。

以上の結果をもとに図 9.12 に示したスィングポジションナの最終構造を定めた。

## 〔2〕 イナータンス伝達特性

図 9.20 に最終試作機のサーボアームにおけるイナータンス特性を示す。図中の斜線は、制御ループ中に中心周波数 2.5 kHz のノッチフィルタを挿入した場合のゲイ

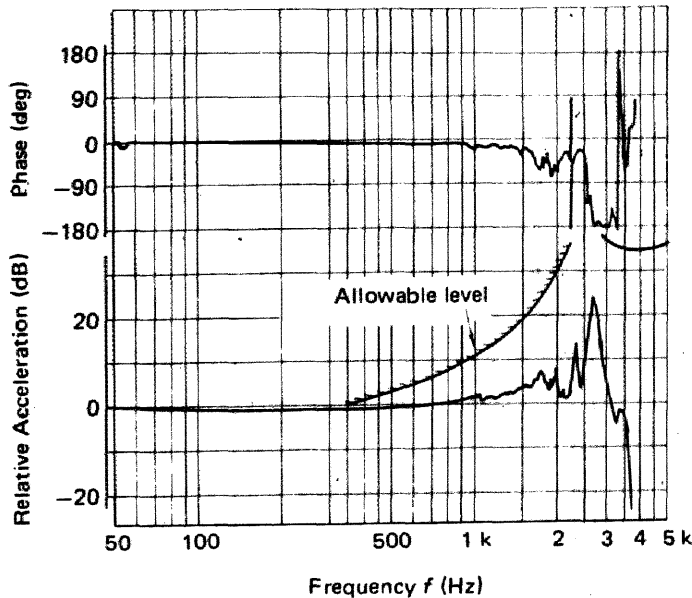


図 9.20 サーボアームのイナータンス特性

ンレベルの許容値を示したものである。イナータンス特性での主共振周波数は約 2.5 kHz であり、この振動モードは図 9.15 に示したコイルボbinの曲げが支配的な振動モードである。1～2 kHz 領域にはインダイレクトな振動が存在するが、それらのゲインレベルは許容値に比べて十分余裕がある。

### 9.4.5 クラッシュストップ

クラッシュストップに要求される機能は、ポジションナの暴走時な浮動ヘッドを磁気ディスクの浮上保証領域内で安定に停止させることであり、その構成はばね要素と衝撃振動を緩和するためのダンパから成る。

起り得る暴走速度の最大値はポジションナの運動方程式を解くことによって得られ、本ポジションナでは速度制御時の最高速度（約 8 rad/s）の約 3 倍の速度となる。ポ

ジショナ制御回路には、可動部の速度が  $16 \text{ rad/s}$  を越えるとパワーアンプの電源を断つ安全回路を設置したが、クラッシュストップは起り得る最大暴走速度に対しても定められた作動距離内で停止できるよう設計した。浮動ヘッドと媒体は  $6000 \text{ m/s}^2$  の加速度まで非接触であることを確認しているが、クラッシュストップの規格は、暴走速度  $16 \text{ rad/s}$  で  $2000 \text{ m/s}^2$  以下、最大暴走速度で  $3000 \text{ m/s}^2$  以下とし安全性を高めた。

図 9.21 にクラッシュストップの構造を示す。ばね形状は最大応力を緩和するため台形板ばねと等価な重ね板ばねとし、プリロードを与えてサーボアームと面接触するよ

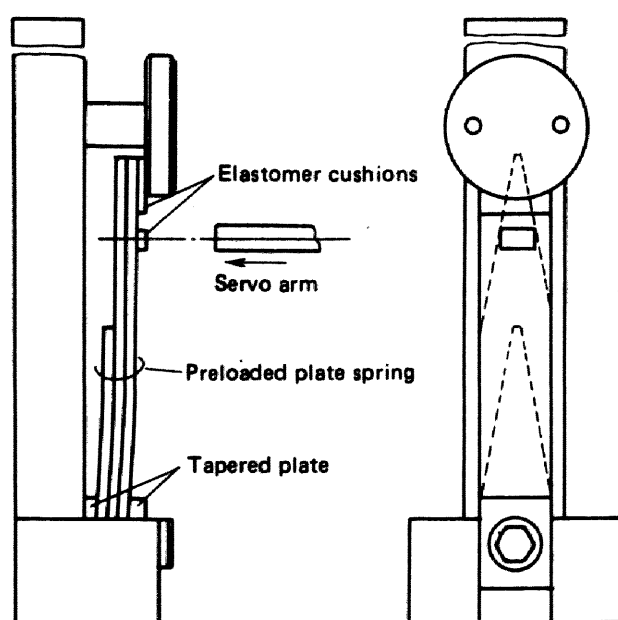


図 9.21 クラッシュストップの構造

う、固定部を傾斜させて設置してある。可動部との対応は図 9.12 に示したように、6本のデータアームの中央に設置したサーボアームの一部と衝突させる構造とし、系の対称性を高めることによってアームの上下方向の連成振動を軽減した。板ばねとサーボアームの衝突面にはゴムダンパを設け、さらに、ばねとプリロードこまの間にもゴムダンパを設置してばねのチャタリングによる振動を防止した。

暴走衝突試験の結果、 $16 \text{ rad/s}$  の暴走時の最大加速度は  $1800 \text{ m/s}^2$ 、最大暴走速度  $24 \text{ rad/s}$  においても  $2000 \text{ m/s}^2$  であり、十分規格を満足していることを確認した。

#### 9. 4. 6 揺動軸受の信頼性

ころがり軸受が荷重を受けて揺動するときには、応力の繰返しによって生じる疲れ（フレーキング）と接触面内のすべりによる摩耗現象（フレッチング）の2種類の破損形式が主に現れることが知られている。揺動角度の小さいスイングポジションの軸受においては、接触面から潤滑剤が押し出され、しかも補給が困難であるため、フレッチングが生じやすい。

通常の回転玉軸受の寿命については、豊富なデータにもとづいた計算式が提示されているが、フレッチングについてはデータにとぼしくまだ定説がない。しかし、一般の寿命計算式から荷重及び繰返し数の因子を理論的に変換することによって求めたフレッチング寿命計算式はいくつか提示されている。しかし、これらの寿命計算式は比較的大きなラジアル荷重を受ける場合のものであり、本ポジション機構のように軽荷重の場合には直接適応することはできない。そこで、実機に使用した単列深溝玉軸受（6903番，6906番）について、実機とほぼ同一の負荷条件とした連続揺動試験によりその寿命を調べた。前述の寿命計算式によれば、フレッチング寿命は荷重に大きく依存することが予想できるため、第1のパラメータとして予圧を選んだ。

連続揺動試験機の概観構造を図9.22に示す。揺動運動はアームの先端部に取付けた2対のフォトセンサにより電流の方向を切り換えることにより行い、実機の最大揺動角の約1/3に相当する $2.8^{\circ}$ の振幅で毎秒20回の繰返しを行った。揺動回数は、実機において平均4回/秒のシークがあると仮定し、1日10時間、年300日の稼動で5年間に相当する $2 \times 10^8$ 回を目安として軸受の損傷を調べた。評価項目としては、(1)摩耗トルクの変化、(2)軌道面、転動体の摩耗、(3)回転（揺動）精度の変化、(4)潤滑剤の変化、などを選んだ。

まず、加速寿命試験として予圧を大きくとり、150, 200, 250 Nの予圧で試験を行った結果、比較的短時間で全ての軸受の摩擦トルクが増大し、予圧の設定値は150 N以下とする必要があることが明らかとなった。次に、予圧を50, 75, 100 Nに設定し、揺動回数と摩擦トルクの関係調べた。予圧50 Nの場合の測定結果を図9.23に示す。揺動角を越える場合のトルクは、グリースの油だまりを転動体が乗り越えるため、揺動角内のトルクよりも大きな値となる。揺動回数に対する摩擦トルクは若干の増加傾向が見られるが $2 \times 10^8$ 回まで大きな変化はない。予圧75 Nおよび100 Nでは比較的大きなトルクを示したが、予圧50 Nでは揺動角内で平均0.3 N cmであり、実用上

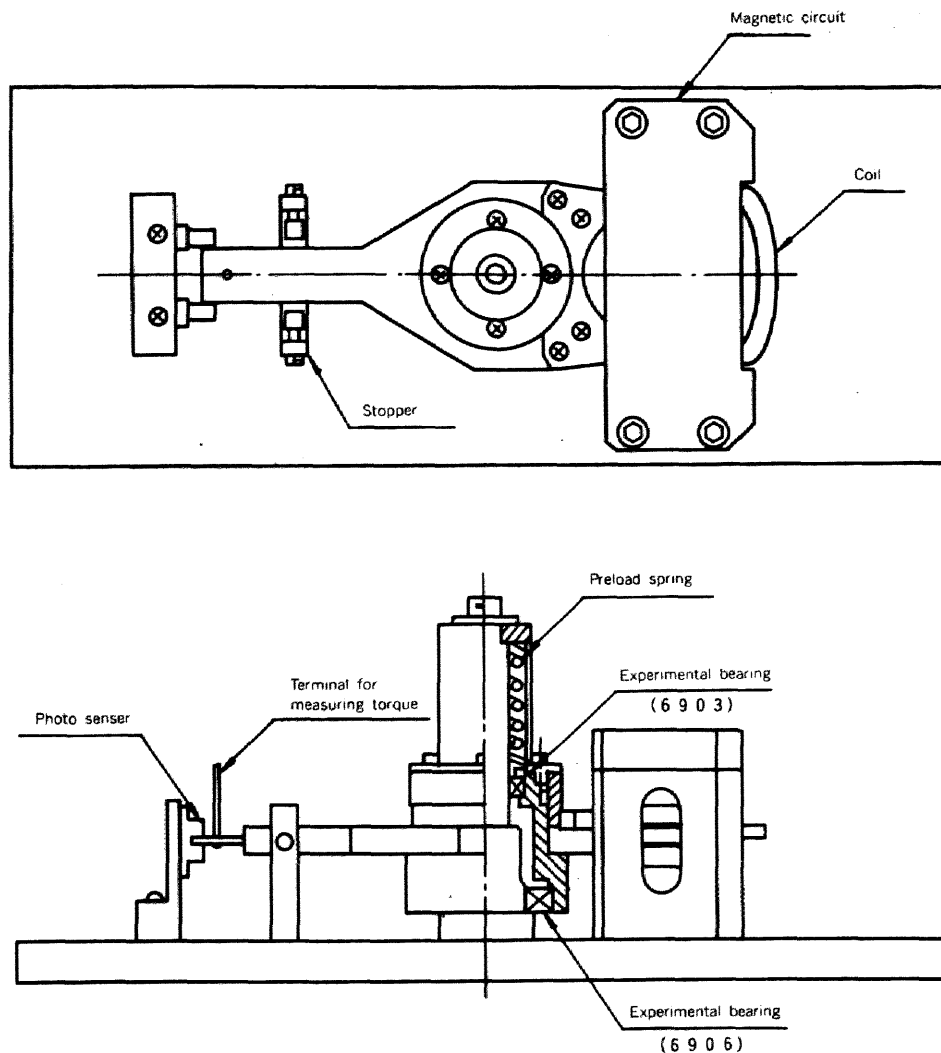


図 9.22 連続揺動試験機の構造

ほとんど問題ないと判断できる。なお、実際の稼動状況で長時間微小ストロークのシークが続くことは少なく、実用上は揺動角内の摩擦トルクを対象にすれば良い。

次に上記の  $2 \times 10^8$  回の連続揺動試験を経た供試軸受の性能変化を調べた結果をまとめる。

- (1) ボール、リテーナには異常が認められないが、軌道面には若干のフレッチングが見られ、50～100Nの範囲で予圧との相関は特にない。
- (2) 外径寸法、ラジアルすきまは全数（15組）の軸受で異常は認められない。
- (3) 全数の軸受が良好な回転（揺動）精度を維持しており、試験後においても並級（供試軸受は並級）以上である。
- (4) グリースの赤外分析による劣化度と外観、ちょう度は新品時に比べて特に変化はない。また、酸不溶解分と鉄分の混入量は極めて微量である。



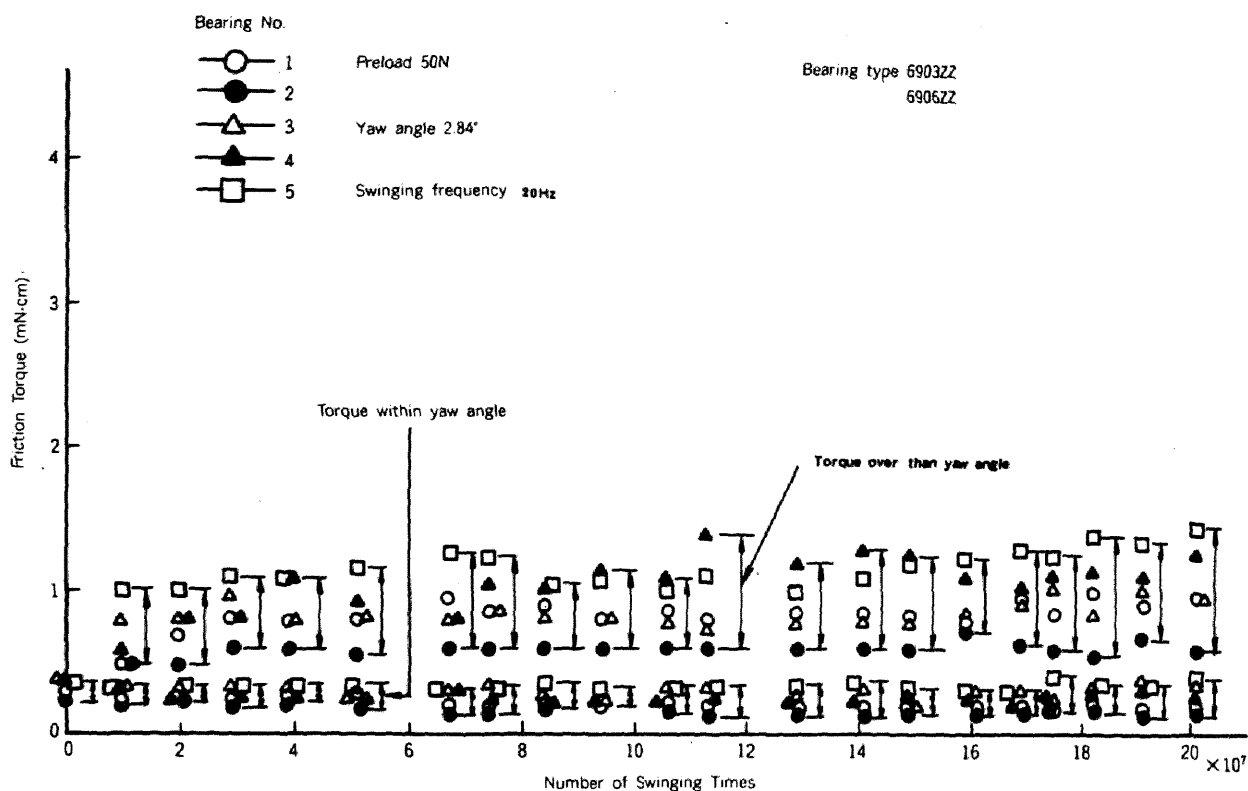


図 9.23 連続揺動試験における摩擦トルクの変化（予圧 50N）

以上の結果から十分な寿命を保証し、かつ摩擦トルクの小さい予圧として50Nを選び揺動軸受の仕様とした。

## 9.5 結 論

本章によって得られた結果を要約すると以下のようになる。

- (1) ボイスコイルモータの設計手順を明確にし、与えられた可動部質量・平均アクセス時間・ストロークに対し、力定数・空隙磁束密度・巻線材・センタポール材・磁石材などをパラメータとする計算プログラムを作成し、シミュレーション設計を容易にした。
- (2) 平均アクセス時間 15 ms 以下、可動部質量 300 g 以下を目標に、2種類のポジショナ機構部の設計・試作検討を行った。可動部の機械共振点としては、可動部の一体化、対称構造・単純構造の採用により 2 kHz 以上の高い値を得た。また Mg 合金の可動部、センタポール内にキャリッジとガイドの一部を内蔵する構造などの先駆的な試みを行い、良好な結果を得た。
- (3) ヘッドアームを積層して構成したアームアセンブリを、平板状永久磁石と偏平コイル

で構成される磁気回路で駆動する小形簡易なスィングポジショナを開発した。有限要素法，モーダル解析を用いてシーク方向の主機械共振点を 2 kHz 以上に高めて，平均アクセス時間 18 ms の高速ヘッド位置決めを可能とした。

## 第10章 浮動ヘッドを搭載した大容量小形 磁気ディスク装置の開発<sup>63), 84), 88)</sup>

### 10.1 緒 言

ファイル記憶の中心的な役割を果たしている磁気ディスク装置は、システム設備の中で占める価格・台数・床面積の割合が大きいと、経済化・小形化・高信頼度が強く要求されている。電気通信研究所では、磁気ディスクの小形化・高信頼度を目標に、昭和52年より140mm径の小形磁気ディスクを採用した密閉構造の磁気ディスク装置の基礎研究を行っていたが、昭和54年より210mm径のディスクを用いた400MB/スピンドル容量の小形高密度磁気ディスク装置の本格的な試作研究を開始した。そして、昭和56年6月に、この小形高密度磁気ディスク装置を8台搭載した装置当りの記憶容量3.2GBの集合形磁気ディスク装置(JS4380形)を実用化した<sup>87)</sup>。

小形高密度磁気ディスク装置では面記録密度 $2.4 \times 10^6 \text{ bit/cm}^2$  (線記録密度550bit/mm, トラック密度43track/mm)の高記録密度, 平均アクセス時間18msの高速アクセスを実現し、5年以上の無保守連続運転を可能とした。これを実現した主要技術には以下のものがある。

- (1) 媒体面のうねりの周波数の高い小径ディスクに適した追従性の高い浮動ヘッドを設計し、その浮上量を $0.22 \sim 0.27 \mu\text{m}$ まで微小化した<sup>67)</sup>。
- (2) 機械共振点が2kHz以上と高い小形簡易なヘッド位置決め機構(ポジショナ)を開発し、ヘッド位置決めの高速・高精度化を実現した<sup>84)</sup>。
- (3) ディスク回転機構, ポジショナ, 空気清浄系などの機械要素をすべて密閉容器内に収納し(以下この構造体をヘッドディスクアセンブリ:HDAと呼ぶ), 防塵防湿の徹底, 機構の簡略化, 部品点数の削減などにより, 小形・高信頼度・無保守を実現した<sup>84)</sup>。

本装置には、いくつかの新技术を採用している。これらのうち微小浮上量を実現するためのヘッド設計と媒体の平滑化技術については8.4節, モーダルアナリシスなどの構造解析によるポジショナの軽量・高剛性設計については9.4節に述べた。

本章では、除塵性能の高い回転フィルタ, 長寿命な吸湿機構, 長寿命な磁性流体シールなどいくつかの新技术, 新機構要素を中心に小形高密度磁気ディスク装置の機構部およびこれを8台搭載して構成した3.2GB集合形磁気ディスク装置の試作結果を述べる。

## 10.2 設計方針

従来の大容量磁気ディスク装置の機構部は、ディスク回転機構とポジショナキャリッジを防塵カバー内に收容し、これに磁気回路を結合するとともに、内部の空気清浄化と冷却のため、外部にブロア、フィルタなどの清浄空気の送風系を持つ構造であった<sup>5), (7), (8)</sup>。この構造には次の欠点がある。

- (1) ブロア、フィルタが必要なため装置が大形となる。
- (2) 防塵カバーが複雑な形状で、結合部の密閉が不完全なため、停止中の塵あいの侵入は避けられない。
- (3) フィルタ、ディスク駆動用ベルトの定期交換が必要である。

本装置ではこれらの欠点を除くため、8インチの小径ディスクを採用して風損を減らし、ディスク回転機構、ポジショナなど機構要素をすべて密閉容器に收容し、小形化、構造の簡明化を実現化するとともに、防塵防湿の徹底により、微小すきまでの浮動ヘッドの浮上を安全なものとし、さらに、定期保守を廃止し、長期間の無保守連続運転を可能とすることとした。

## 10.3 ヘッドディスクアセンブリ (HDA) の構造

HDAの構造を図10.1に示す。ベースは長円形で、一方の中心にスピンドルを、他方にポジショナを配置した。磁気ディスクは8枚積層し、ビルドイン構造のブラシレス直流モータで駆動する。回転数は3000 rpmで回転損失は約40Wである。ポジショナはスイング形で7本のアームを積層してアームアセンブリを構成し、中央のアームに1サーボヘッドと2データヘッドを他のアームには4データヘッドを配置した。HDA内には吸湿剤を設置して内部を低い湿度に保持する。また、呼吸孔によりHDA内を大気圧に保持し、結合部などからの塵あいの侵入や圧力差に起因する変形を防止する。ベースとカバーはアルミニウム鋳物製で、両者を強固に結合し、対称性の高いシェル構造としてオフトラックの原因となる振動や熱変形を軽減した。ディスク相互間の温度分布の均一性を高めるためには、ディスクを垂直にした方が有利であり、このためスピンドルは水平に設置した。磁気ディスクは外径210mm、内径100mm、板厚1.9mmで積層ピッチは9mmである。HDAの寸法は $420^D \times 260^H \times 200^W$ で、重量は20kgfである。

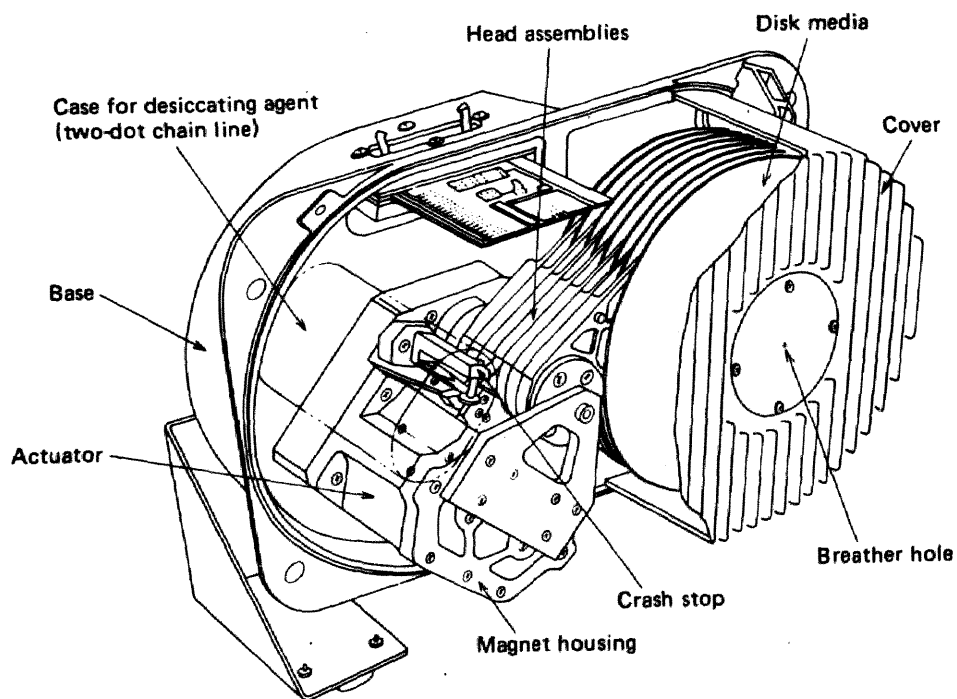


図 10.1 ヘッドディスクアセンブリの構造

## 10.4 ディスク回転機構

### 10.4.1 スピンドル構造

ヘッド浮上量の微小化，ヘッド位置決めの高精度化に伴い，ディスク回転機構には高い回転精度が要求される。昭和 52 年の試作機ではスピンドルの高剛性化のため，スピンドルを両端で支持する構造とした。その後，浮動ヘッドの許容すきま変動から規定されるディスク面振れ加速度の要求条件が明確となり，スピンドルを片持ち構造としてもこの要求条件を満たすことが可能との見通しが得られたので，組立が簡易な片持ち構造を採用することとした。

ディスク回転機構を図 10.2 に示す。スピンドルは二つの深溝形のころがり軸受で支持されている。軸受は密封形で，二つの軸受の間に挿入されたコイルスプリングにより 13 ～ 15 kgf の予圧を与えられる。軸受をアルミ鋳物のベースに直接嵌合した場合には，温

度上昇があるとアルミの膨張の方が大きいため、嵌合が緩和されてスピンドルが倒れ、サーマルオフトラックが生ずる<sup>(85)</sup>。これを防止するため、軸受鋼製のスリーブをベースに焼嵌めあるいは鑄込んでおき、このスリーブに軸受を嵌合した。スピンドル上端に設置した磁性流体シールによりスピンドルは完全に密封されるため、軸受を経由して外気塵あい、軸受グリース飛沫が侵入することはない。

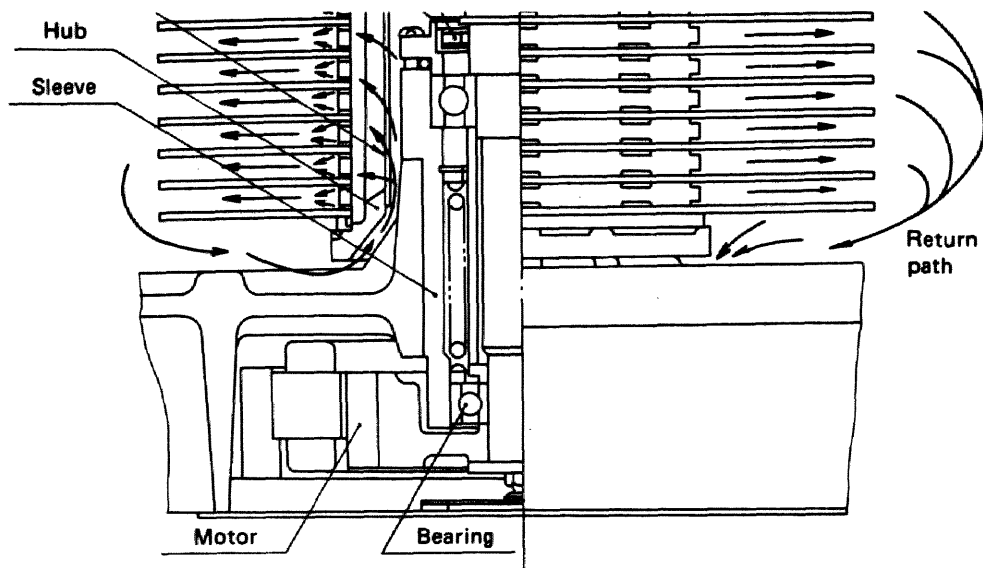


図 10.2 ディスク回転機構

軸受の耐久性はころがり疲れ寿命とグリース寿命によって決まり、それぞれ一般に次式が用いられている。

i) ころがり疲れ寿命:  $L_h$  (hour)

$$L_h = a_1 a_2 a_3 (C/P)^3 \times 10^6 / 60 \quad (10.1)$$

ここで、 $a_1$ :信頼度係数(99%のときは $a_1 = 0.21$ )、 $a_2$ :材料係数、 $a_3$ :使用条件係数、 $P$ :動等価荷重(N)、 $C$ :基本動定格荷重(N)である。

ii) グリース寿命:  $L_g$  (hour)

$$\log L_g = 6.54 - 2.6 \frac{n}{N_{max}} - (0.025 - 0.012 \frac{n}{N_{max}}) T \quad (10.2)$$

ここで、 $n$ :使用回転数、 $N_{max}$ :許容回転数、 $T$ :軸受温度(℃)で、適用範囲は

$0.25 \leq n / N_{max} \leq 1$ ,  $40^{\circ}\text{C} \leq T \leq 120^{\circ}\text{C}$ である。

上側軸受は 6205 番，下側軸受は 6004 番でゴムシールの密封形である。軸受には予圧荷重の他に，スピンドルを水平に設置したため，回転体の重量が加わる。また軸受材としては真空脱ガス鋼 ( $a_2 = 3$ ) が使用されており，軽負荷でしかも空調環境下で使われる ( $a_3 = 1$ )。これらの条件を用いて残存率 99 % の寿命計算を行うと 6205 番は 13 万時間，6004 番は 5 万 2 千時間となる。軸受部の温度は HDA 内部の温度に軸受の温度上昇が加わるが，平均的には  $50^{\circ}\text{C}$  と見積れば十分である。これを用いてグリースの寿命計算を行うと 5 万 5 千時間となる。式 (10.1), (10.2) はいずれも重荷重条件の加速寿命試験に基づくものであり，ディスクスピンドルのように軽荷重条件下では，計算式で与えられる寿命よりも延びるものと思われる。

スピンドルをベルト駆動する場合には，ベルトの定期点検（従来装置では 6 ヶ月毎）が必要となる。そこで，モータをビルドイン構造とし，直接駆動することとした。小形化を実現するためには，モータを極力扁平にし，ベースの内部に収納することが望ましい。このため，円盤状にプリント形成された電機子を固定し，円盤状の永久磁石を回転する制御形のブラシレス直流モータを開発した。このモータは厚さが 34 mm まで扁平化できたが，効率が低くまた大きなスラスト力が作用するため，振動・騒音が大きいという欠点がある。そこで，やや厚くなるが，トルクが大きく，スラスト力の働かない巻線形のブラシレス直流モータを用いた。シールド板の設置，独立アースなどによりスイッチングノイズを低減するとともに，起動時の最大電流を大きくし，停止時にはブレーキ電流を印加して起動および停止時間を 10 秒程度に短縮した。

スピンドルは回転中には玉軸受が完全に流体潤滑されるため，ベースとの間は絶縁状態となる。このため回転中にはディスクと空気との摩擦によりディスク表面で帯電し，ついにはディスクとヘッドとの間で放電して，ノイズを発生するようになる。これを防止するためスピンドルの下端にアースパットを設置した。アースパットは摺動摩擦するため，寿命が問題となる。パットの押圧力が小さいほど摩擦速度は小さいが，過度に小さくするとチャタリングが発生する。このチャタリングはピンの回転中心が偏心している場合に発生しやすい。本装置ではピンの設定公差を厳しくして偏心量を少なくするとともに，押圧力を従来機種の  $1/2$  程度に小さくして長寿命化をはかった。

#### 10.4.2 ディスク回転特性

ディスクの面振れは、起動時のヘッドの浮き上がり特性を劣化させ、また定常浮上時のすきま変動の原因となる。前者は主として面振れの低周波成分と、後者は面振れの加速度に関連するため、面振れはランナウトと加速度で規制され、それぞれランナウトは  $40\text{ }\mu\text{m}$  以下、加速度は内周で  $20\text{ m/s}^2$ （浮上量： $0.22\text{ }\mu\text{m}$ の場合） $\sim 25\text{ m/s}^2$ （同 $0.27\text{ }\mu\text{m}$ ）以下、外周で  $40\text{ m/s}^2$  以下が要求される。

本装置では高精度軸受を用い、しかもハブの規準面をセルフ研削することにより、規準面の振れは軸方向に  $2\text{ }\mu\text{m pp}$  以下、半径方向に  $4\text{ }\mu\text{m pp}$  以下に抑えた。ディスクはハブ規準面にディスク押えを介してボルト締めされる。このためディスク自身のランナウトにボルト締めによる変形が重畳されることになる。本装置はハブ規準面はディスク相互間の温度均一化のため、基準面を一部の円周を残した形で部分的に切欠きを入れている。ディスクが直接この切欠きに押圧されて変形するのを防止するため、補強リングを設置し、かつディスク押えをスピンドル中心に配置した1本のボルトで締め付けて、押圧力が均一に動くようにした。

図 10.3 は 3000 rpm 回転時のディスク面の面振れ加速度で、加速度の全周波数成分が合成されたものである。加速度の許容値は単一の周波数成分についての値であるが、このような合成加速度についても許容値を満足していることがわかる。なお上方ほど加速度が大きくなっているのはスピンドルを片持ち構造としているためと思われる。

スピンドルの半径方向振動は 50 Hz 成分が  $1\sim 2\text{ }\mu\text{m}$ 、200 Hz 成分が  $0.2\text{ }\mu\text{m}$  程度である。ヘッドの追従制御時にはトラックずれの 50 Hz 成分は約  $1/100$  に圧縮されるが 200 Hz 成分はほとんど圧縮されないため、 $0.2\text{ }\mu\text{m}$  程度が機械的位置決め誤差として残ることになる。



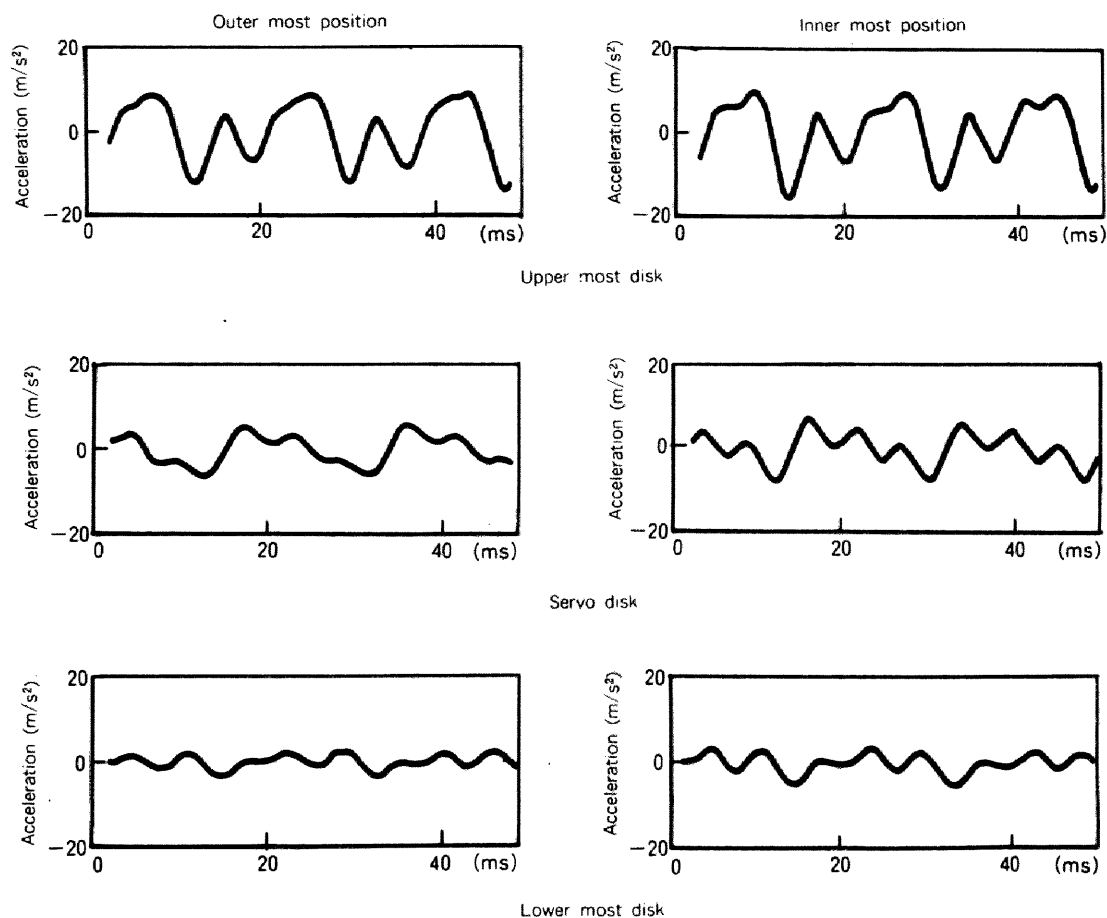


図 10.3 ディスク面の加速度波形

#### 10.4.3 ディスク回転損失

定常回転時の機械的損失はモータ設計および熱設計上重要なパラメータで、ディスクの風損、軸受損失および磁性流体シールの損失がある。それぞれの大きさと回転数との関係を図 10.4 に示す。図中のスピンドル損失は軸受損失と磁性流体シール損失を加算したものである。磁性流体シールの損失は流体摩擦に起因し、回転数の 2 乗に比例する。低粘度の磁性流体を用いているので、損失は 3000rpm でも 4W 程度と小さい。低速領域では、軸受摩擦は回転数に依らずほぼ一定であるため、損失としては回転数にほぼ比例する。高速領域では、軸受摩擦は回転数の  $2/3$  に比例するようになるため、損失の増加する割合は回転数とともに増大する傾向を示す。

無限空間で回転するディスクの片面の風損 ( $T\omega$ ) は次式で与えられる。

$$T\omega = 0.357 \rho^{\frac{4}{5}} \omega^{\frac{14}{5}} r^{\frac{23}{5}} \mu^{\frac{1}{5}} \quad (\text{Nm/s}) \quad (10.3)$$

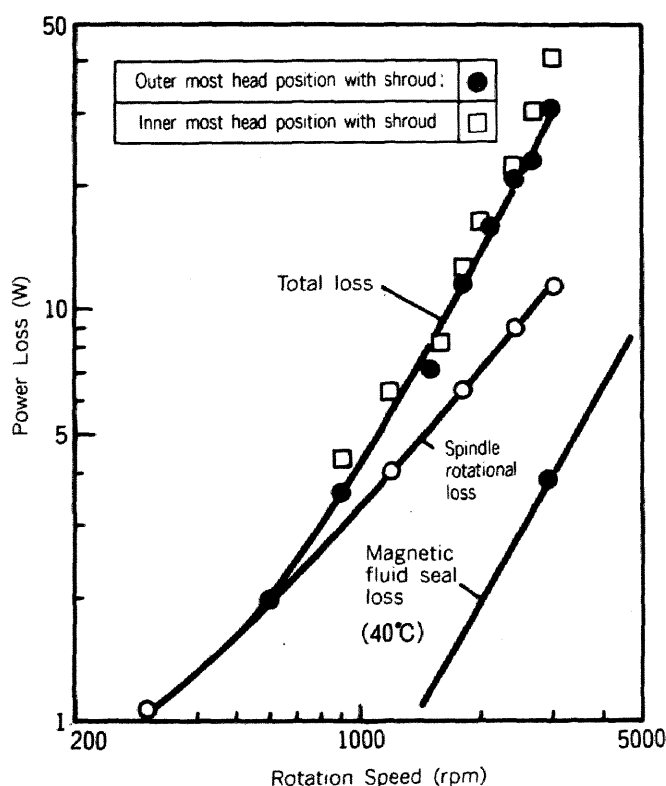


図 10.4 ディスク回転損失

ここで、 $\rho$ ：密度 ( $1.25 \text{ kg/m}^3$ )， $\omega$ ：角速度， $r_0$ ：外周半径 ( $0.105 \text{ m}$ )， $\mu$ ：粘性係数 ( $1.84 \times 10^{-5} \text{ N} \cdot \text{s/m}^2$ )である。中間リングを介して積層したディスク群で構成されたディスクパックの風損を測定した結果を図 10.5 に示す<sup>88)</sup>。ここで中央クランプは中間リングで空気流路が閉じられているもの、中央吹き出しは中間リングに切り欠き、あるいは穴をあけ空気が吹き出されるようにしたものである。単板では式 (10.3) による計算結果にほぼ一致するが、ディスク間の風損は無限空間の風損より小さいため、ディスク板数が多くなるにつれて指数は小さくなり、よく用いられている 12 枚程度のディスクパックの場合には 2.2 乗にほぼ比例する。

式 (10.3) によれば 3000 rpm で回転する 8 インチディスク 1 枚 (両面) の風損は約 3 W となる。一方、図 10.4 に示すように 8 インチディスクが 8 枚積層されたディスク群の風損の実験値は 24 W で、これから単純に割算して求めた 1 枚当りの風損は無限空間での

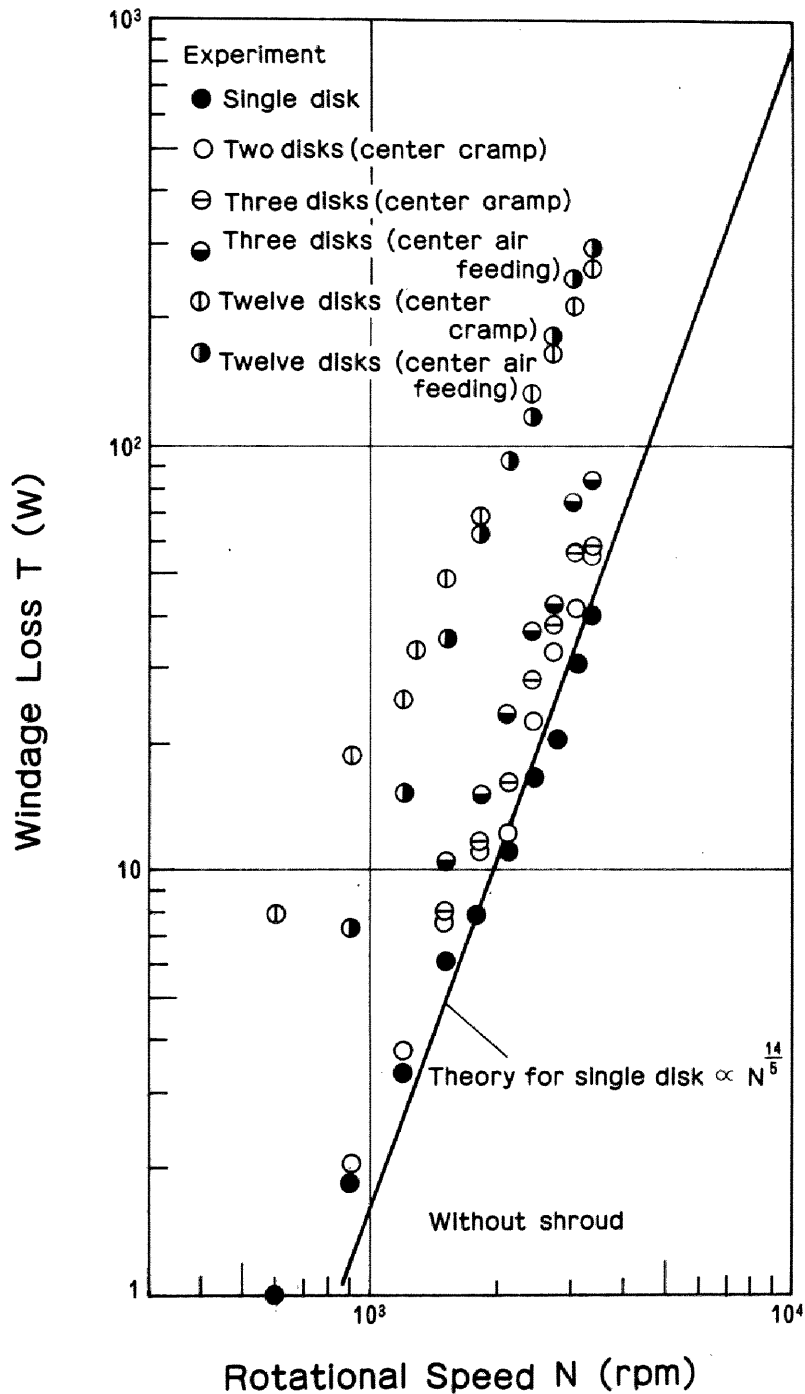


図 10.5 ディスクパックの風損

風損式 (10.3) より求めた計算値にほぼ一致する。これは、ヘッドアームの挿入によりディスク間の空気が強制的に排出され、無限空気の状態に近づくためと考えられる。積層されたディスク群の風損はシュラウド構造によってかなりの差異があり、円形シュラウドを用いると、シュラウドがない場合の  $1/2$  に風損を減じることができる。

しかし、この場合にはヘッドアームを挿入することによる風損の増加が無限空間の場合に比して著しく大きくなり、このためヘッドアームを含むディスク群の風損としては、シュラウド形状にかかわらずほぼ同程度となる<sup>(88)</sup>。

図 10.4 においてヘッドを最内周に位置させた場合の回転損失は 40 W 程度である。一方 14 インチディスクを用いた大容量磁気ディスク装置の回転損失は 200 ～ 300 W である<sup>(88)</sup> ことから小径ディスクを使用することにより、回転損失は大幅に低減されることがわかる。

## 10.5 防塵防湿構造

### 10.5.1 密閉構造

0.22 ～ 0.27  $\mu\text{m}$  の微小浮上量を安定に実現するためには防塵を強化すること、またディスク面の面粗さの向上に伴って顕在化するヘッドとディスクとの吸着を防止するためには HDA 内を低湿に保持することが必要である。そこで、ヘッド、ディスク、ポジションなどの機械要素をすべて密閉容器内に収容する構造を採用することとし、以下の基本方針を定めた。

- (1) 発熱源となるモータは HDA の外部に設置する。これに伴い必要となるスピンドルのシールには磁性流体シールを採用し、完全にシールする。
- (2) HDA の内外の圧力差に起因する HDA の変形および結合部の信頼性の低下を防止するため、呼吸孔を設置し HDA 内を大気圧に保つ。
- (3) HDA 内部で発生する塵あいは、ディスクの回転に伴う空気流を利用して、ハブに形成した窓を覆うように設置したフィルタ（回転フィルタ）を通過するような循環空気流路を形成して除塵する。
- (4) HDA 内に吸湿剤を設置し、HDA 内の湿度を 50 % 以下に保持する。

ベース、カバーともに熱変形、振動の低減に有利なアルミ鋳物であるが、これは微小な巣が生じやすく、また鋳物の地肌には塵あいが含浸しており、超音波洗浄によってもこれを完全に除去することはむずかしい。そこで、気密性の歩止まりの向上と防塵のため、鋳物の地肌には高分子材をオーバーコートした。

コネクタなどを含めると結合個所は計 4 個所あるが、このうちベースとカバーとの結合面は接触面積が大きいため、最も高い信頼性を必要とする。このため弾性範囲の

広いガスケットを使用した。

HDAの気密性は結合面の表面粗さなどの表面状態、締結条件、および鋳物の鋳込み条件などに依存し、かなり大きな範囲でばらつく。このため、全製品について最終組立て後に気密性を確認することが必要であるが、分子流レベルの漏れまでも零とすることは不可能である。このため合理的な漏れ許容値を定める必要がある。

微小孔からの漏れは分子流領域の漏れと粘性流領域の漏れとに区別できる。漏れの大きさは流路コンダクタンス  $G$  [ 圧力流量 (Torr·ℓ/s) / 圧力差 (Torr) ] で表され、定性的には以下の特性がある。

- (i) 分子流領域の漏れ……圧力差に依存しない、漏れ量；小
- (ii) 粘性流領域の漏れ（オリフィス絞り）……圧力差に依存する、漏れ量；大
- (iii) 粘性流領域の漏れ（毛細管絞り）……圧力差に依存しない、漏れ量；大

分子流領域の漏れの場合には貫通孔はおおむね空気の分子平均自由行程  $\lambda_a = 0.064 \mu\text{m}$  程度であり、この程度の微小な孔から侵入する塵あいは、ヘッドクラッシュに直接関与しないと判断から、分子流領域の漏れは許容することとし、上記の漏れの特性、実際のHDAについての実測値を考慮して、検査基準を定めた。

#### 10.5.2 磁性流体シール

ディスクが回転するとスピンドル部は負圧になるため、軸受を通過して塵あひ、グリース飛沫が侵入する。従来はラビリンスシールを用いて、塵あひの侵入を防止していたが、これは微小な空隙を介した非接触シールであるため、塵あひの侵入を完全に防止することはできない。また、停止中にも拡散による塵あひの侵入は避けられない。本HDAでは磁性流体シールを用いてスピンドルからの塵あひの侵入を完全に防止した。磁性流体シールは図10.6に示すようにスピンドルとハウジングとの間に閉磁路を形成し、ここに磁性流体を充填してシールするもので、完全にシールできるという長所がある。

磁性流体は強磁性の微粉末（粒径  $200 \sim 400 \text{ \AA}$ ）を溶媒中に安定に分散させたコロイド溶液で、長期間の使用に対しては蒸発などによるシール性能の劣化が問題となる。図10.7はオープンディッシュ試験により単位面積当りの蒸発量を実測した結果である。実験結果は、精度よくべき乗曲線上に乗るため、蒸発量を  $\Delta w$  ( $\text{g/cm}^2$ )、経過時間を  $t$  とすれば、 $\Delta w = a t^b$  ( $a, b$  は定数) とするべき乗回帰分析が可能である。この

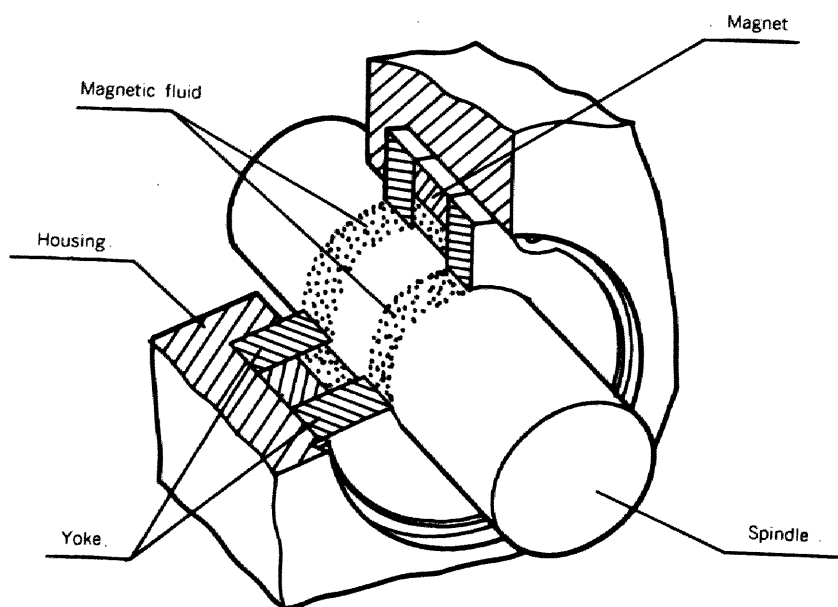


図 10.6 磁性流体シール

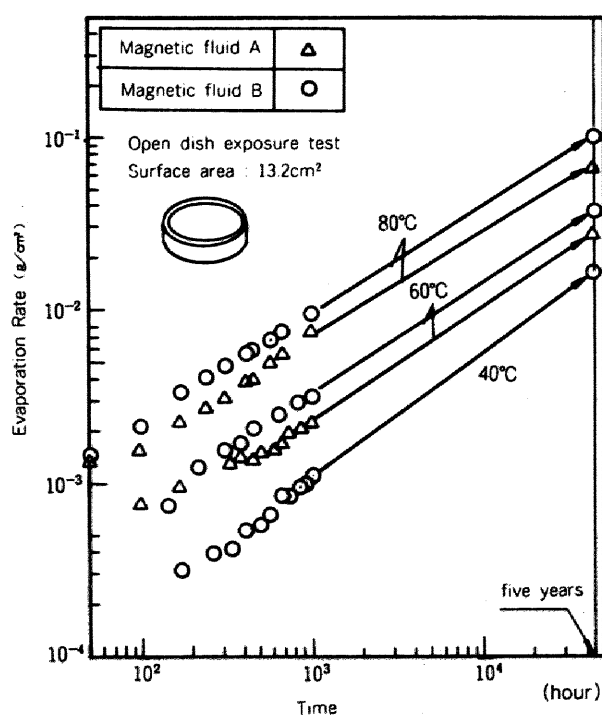


図 10.7 磁性流体の蒸発量

関係を用いて計算した5年間の蒸発量の推定値を図中に示す。温度が変わっても指数  $b$  が大きく変わらないこと、蒸発現象が  $e$  を底とする温度の指数関数にほぼ比例することから、温度  $T$  °C を考慮した以下の実験式を仮定することができる。

$$\Delta w = a' t^b e^{cT} \quad (10.4)$$

充填量／表面積が大きいほど係数  $a'$  は大きくなり、かつ係数  $b$  が増大して1に漸近するようになる。磁性流体シールとしての使用条件下では、 $b$  は0.6～0.7程度である。しかしシールとして使用する場合には、風速の影響、蒸発が進むにつれて温度上昇が増大することなどにより、蒸発量はオープンディッシュ試験の5～10倍となる。このため上式で与えられる蒸発量の10倍を実際のシールでの蒸発量とし、以下の条件を用いて寿命を算定した。

- (1) シール部では表面張力により表面積が2倍になる。
- (2) 蒸発成分がなくなったときを寿命とする。
- (3) 磁性流体の温度は、環境温度を25°C、HDAの温度上昇（架実装時）を15°C、磁性流体シール部の温度上昇を9°Cとして、50°Cとする。
- (4) 充填量は飛散に対する安全性を考慮して4倍とする。

磁性流体Bを用いた場合の寿命を上記条件より求めると5万2千時間となり、5年以上の寿命を保証できる見通しが得られた。

磁性流体シールの破壊はヘッドクラッシュ事故に直結するため、その寿命は寿命部品の中では最も長いことが望ましい。寿命を延ばすためには磁性流体の充填量を増やせばよいが、この場合には粘性抵抗の増大による温度上昇の増加、飛散による汚染が問題となる。これらの欠点を除くため、磁極と磁極との間の空間に磁性流体を保持しておき、蒸発があっても磁性流体が空隙部に補給される構造の磁性流体シールを考案した。これは図10.8に示すように円筒形の磁石の内壁に沿って、多数の小孔を有する帯状のばね材をスパイラル状に多層にして設置し、この中に磁性流体を含浸させるようにしたもので、ばね力によって固定できるため、組立が極めて簡易である。この磁性体シールは内部より磁性流体が供給されるため、耐圧性は長期間にわたって持続する。また空隙体積の15倍まで充填しても飛散はなく、このときの温度上昇の増加は1°C程度であるため、10年以上の長寿命化が可能である。

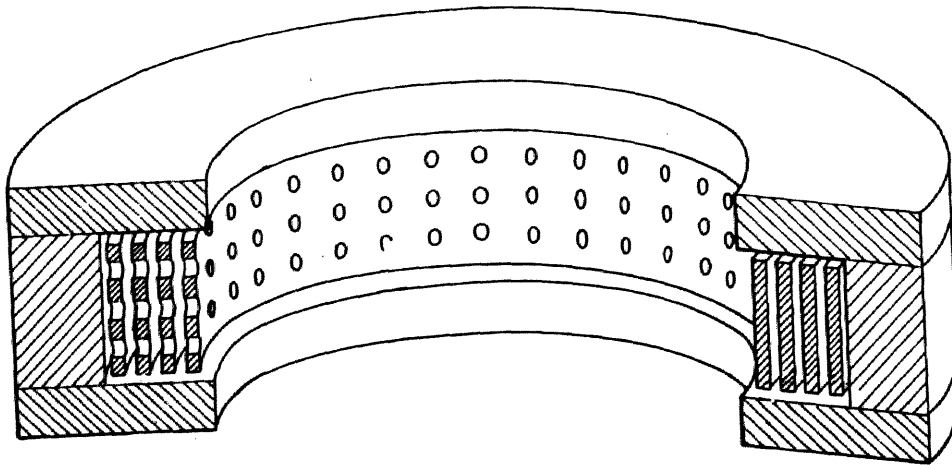


図 10.8 磁性流体を内部から補給する磁性流体シール

### 10.5.3 除塵機構

本装置では、ディスクにつれ回る空気流を効率よく利用して、HDA 内を循環する流路を形成し、HDA 内で発生する塵あいを除去する機能と温度分布を均一化する機能をもたせている。ディスクを保持するハブに窓を形成し、ここにフィルタを設置しているので、ディスクが回転するとフィルタを通過してディスク外周に向う流れが形成される。外周から流出した空気はポジショナコイルを冷却し、ベースに沿ってスピンドル中心部に向いハブの内周に戻る。フィルタを通過する風量は約  $10\text{ l/min}$  である。

回転フィルタはこれまでに使用実績がない。このため、遠心力に対する破壊強度、遠心力の作用下での気密性について確認することが必要である。フィルタを金網状のもので補強した場合には、接触部で塵あいが発生すること、引張試験から得られたフィルタの破断応力は、 $10\text{ kgf/cm}^2$  程度で、全周をフィルタのみで形成したとしても、遠心力応力（ $3000\text{ rpm}$  で  $2.5\text{ kgf/cm}^2$ ）の 4 倍の強度を有することが明らかになった。そこで、フィルタはハブに形成した窓に直接接着固定することとした。

図 10.9 に HDA 内を外気で汚染した状態から、ディスクを回転し始めた場合の塵あい量の時間変化を示す。起動 2 分後にはほぼ完全に無塵化される。また、停止中にも塵あい量は増加することはない、本密閉構造により十分な防塵性能が得られることを確認した。



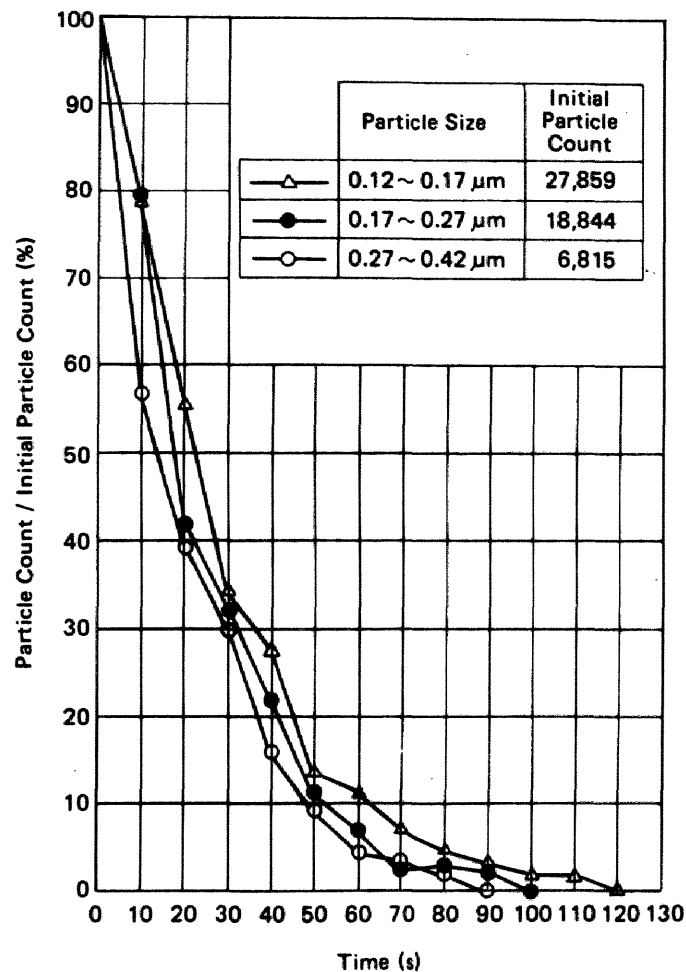


図 10.9 循環空気流路の除塵性能

#### 10.5.4 吸湿機構

本装置ではヘッドとディスクの吸着力をヘッド支持ばねの座屈荷重の  $1/5$  以下とするため HDA 内に吸湿剤を設置することとしたが、この場合には吸湿剤の寿命が問題となる。

呼吸孔より HDA に侵入する水分としては、温度変動に伴う呼吸作用によるものと、拡散によるものとがある。HDA 容積を 8 l，外気湿度 80%，HDA 内部湿度 50% とすれば、1 日あたり 1 回の  $40^{\circ}\text{C} \leftrightarrow 25^{\circ}\text{C}$  の温度サイクルにより、5 年間に HDA に侵入する水蒸気量は約 6 g である。一方孔径 0.25 mm，孔長 1 mm の微小孔を拡散で通過する水蒸気量は湿度差 30%，温度  $25^{\circ}\text{C}$  で、自由分子流とすれば、1 kg 以上にも達する。したがって拡散侵入を抑制すれば、HDA 内に侵入する湿気を大幅に減らすことができる。このため、呼吸孔は呼吸作用が損われない範囲内でできるだけ絞ることが望ましい。

図 10.10，10.11 は、それぞれ呼吸孔径をパラメータとした流路抵抗と、起動後、停止後の HDA 内の圧力変化を実測したものである。呼吸孔径を 0.2 mm に絞っても、

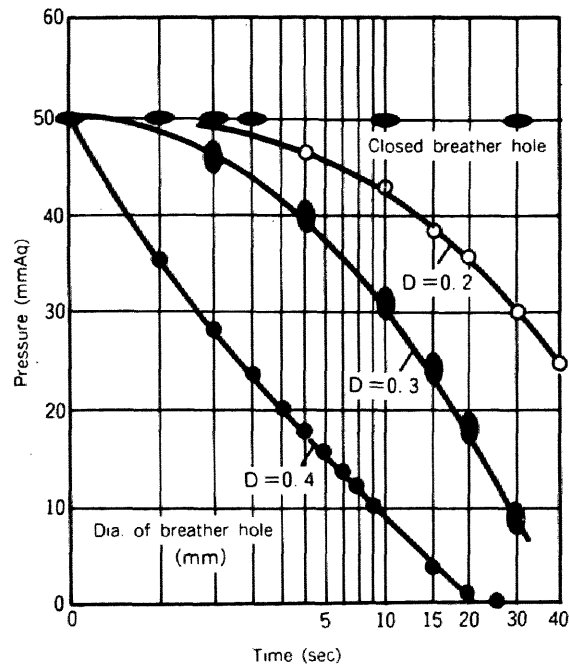


図 10.10 呼吸孔径の流路抵抗に及ぼす影響

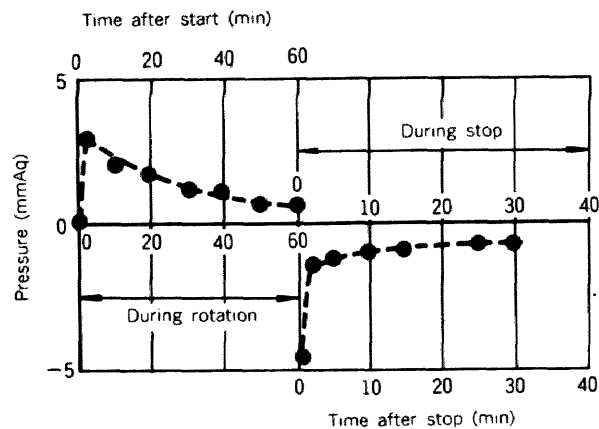


図 10.11 起動および停止に伴う HDA 内の圧力変化

流路抵抗は  $100 \text{ cm}^2 / \text{s}$  で、呼吸孔以外の許容漏れ抵抗 ( $10 \text{ cm}^2 / \text{s}$  以下) に比して十分大きく、かつ起動、停止時の HDA 内外の圧力差は  $+3 \text{ mmAq} \sim -4 \text{ mmAq}$  と小さいため、呼吸孔を  $0.2 \text{ mm}$  に絞っても呼吸作用が損われることはない。本装置では量産性を考慮して、呼吸孔は、孔径  $0.25 \text{ mm}$ 、長さ  $1 \text{ mm}$  のものを直列に 2 段に積層して構成した。

拡散は HDA 内外の湿度差にも比例するため、HDA 内が過度に乾燥されるのを防ぐことが有効である。そこで、吸湿剤容器にも絞りを付けて、吸湿速度を調節するように

した。図 10.12 に外気湿度 80 %，呼吸孔の絞り径 0.25 mm のときの，稼動（40℃），停止（25℃）の 1 サイクル中の湿度変化を吸湿剤容器の絞り孔径  $d$  をパラメータにして示す。吸湿量が絞りによって調整されるため，湿度は孔径  $d$  に依存する。本 HDA では吸湿速度調整絞りは 0.6 mm，長さ 1 mm とした。

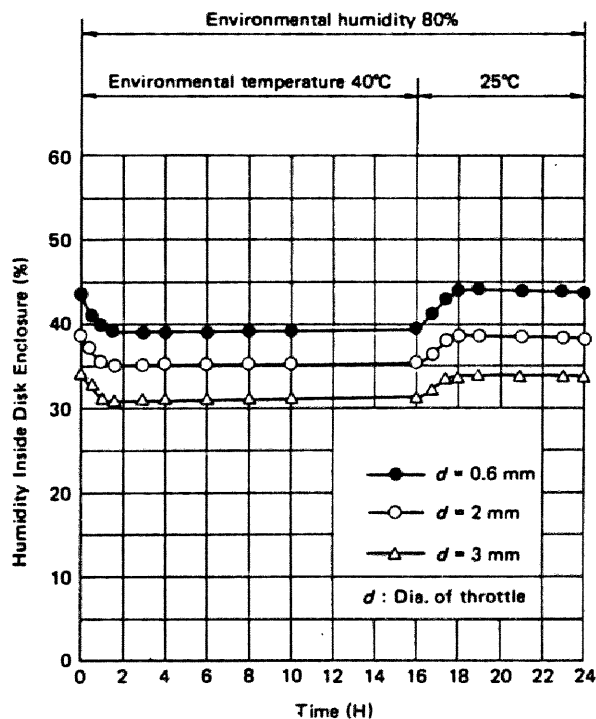


図 10.12 吸湿速度調整用絞り孔の効果

吸湿機構の長期信頼性を確認するため，炉内放置試験（外気湿度 80 %，温度 45℃，6 ヶ月間），および炉内温度サイクル試験（外気湿度 80 %，温度 40℃ ↔ 25℃，7 ヶ月間）を行った。図 10.13 は炉内放置試験の結果であり，湿度はほぼ 40 % 程度に維持されることがわかる。図 10.14 は炉内温度サイクル試験の結果である。温度変動

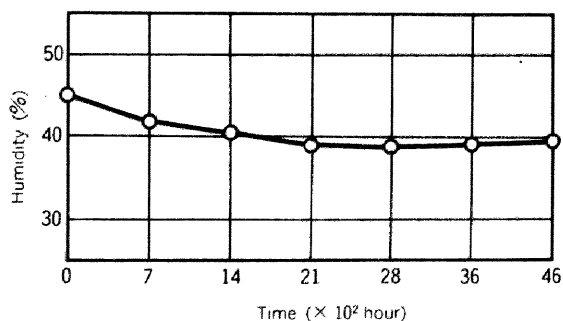


図 10.13 吸湿機構の一定温度湿度条件下での放置試験

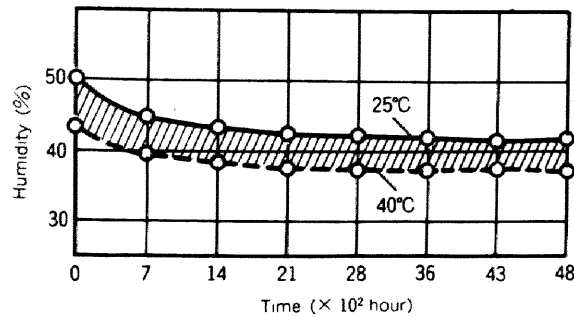


図 10.14 吸湿機構の温度サイクル試験結果

に応じて湿度は斜線で示される領域内で変動するが、3ヶ月以後には、37%～42%の間に飽和する。本試験によって得られた1日あたりの吸湿量から安全率をかけて、充填すべき吸湿剤量を定めた。

#### 10.6 温度上昇とサーマルオフトラック

HDAの温度上昇は磁気ヘッドの出力電圧の低下、サーマルオフトラックの増加、軸受寿命の低下を招く。このため、HDA内の許容最高温度を50℃（架内温度上昇5℃を含む）とした。

図10.15に空冷しない条件での起動後の温度上昇の経時変化を示す。架実装し空冷すれば、温度は5℃～8℃程度低下する。また、実用上はリピートシークが長期間連続することではなく、ランダムシークとすれば、温度はさらに5℃程度下がる。したがって、環境温度が40℃に達してもHDA内部が50℃を越えることはない。

ヘッドの位置決めには、サーボディスクに書き込まれた位置信号を用いるので、サーボディスクとデータディスクとの間の温度差や、温度上昇による熱変形があると、オフトラックが生じる。トラックピッチが23.5μmに微小化されたのに伴い、サーマルオフトラックは1.5μm以下に抑えることが要求された。

温度上昇の主要因は、ディスクの回転損失（40W）、ポジショナコイルの発熱（平均シーク時20W）、モータ損失（20W）である。外部を空冷して、HDA内部の温度が50℃

を越えないようにするとともに、ディスク間隙を通過して循環する空気流路を形成して、ディスク間の温度差  $0.2^{\circ}\text{C}$  以下を達成した。また、熱変形を抑制するため、以下の構造を採用した。

- (1) スピンドル軸受をこれと熱膨張の等しいスリーブを介してベースに嵌合することによって、温度上昇によって嵌合が緩むのを防止した。
- (2) ポジショナ揺動軸受の自由側（予圧側）を、揺動軸の内部に組み入れた圧縮ばねにより強固に固定し、揺動体の倒れを防止した。

サーマルオフトラックの最悪条件は、装置使用環境条件の下限温度において装置稼動直後に記録（コールドライト）した信号を、環境条件の上限温度において装置自身の温度上昇が飽和した状態で再生（ホットリード）する場合、あるいはこの逆の場合である。

図 10.16 に環境温度を  $25^{\circ}\text{C}$  変化させ、ホットライト，コールドリードしたときの各データヘッドの最大オフトラック量の実測値を示す。サーマルオフトラックの上下位置における差は小さく、ディスクスピンドルおよびポジショナ揺動軸の倒れがないことがわかる。サーマルオフトラックの最大値は  $1.35\mu\text{m}$  であり、環境温度範囲  $25^{\circ}\text{C}$  においても仕様を満足している。

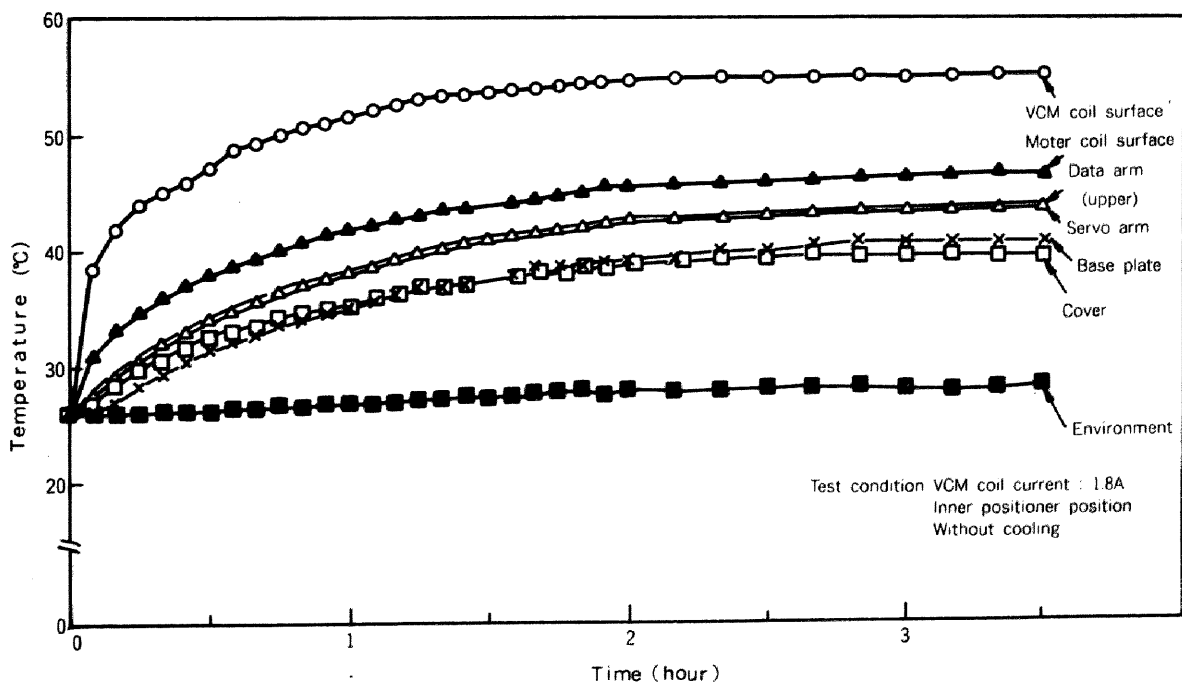


図 10.15 温度上昇の時間経過

## 10.7 装置構成

図 10.17 に装置の実装構造を示す。装置寸法は  $1200^D \times 1800^H \times 800^W$ ，装置消費電力は 3.6 KVA である。2 HDA ごとに電源・直接周辺回路を共通ブロック内に一体化しており，2 HDA 単位での部分実装・増設が可能である。HDA は温度分布の均一化に有利な縦置き（スピンドルが水平方向）として，2 列 4 段に積み上げた。

装置の寿命部品にはスピンドル軸受の潤滑剤，磁性流体があり，寿命は温度上昇に伴い温度の指数関数にほぼ反比例して劣化する。また，温度が上昇すると，磁気ヘッドの再生出力の低下，オフトラックの増加などにより電磁変換特性が劣化する。このため HDA 内の許容上限温度を  $50^\circ\text{C}$  とした。

HDA を 8 台実装した場合には HDA ルーム内の総発熱量は 700 W に達する。このため架内の HDA ルームは隣接ルームと隔絶し，高速の冷却空気流が流れるようにして，HDA 内温度を環境温度の上限に対しても  $50^\circ\text{C}$  以下を保つようにした。

## 10.8 結 論

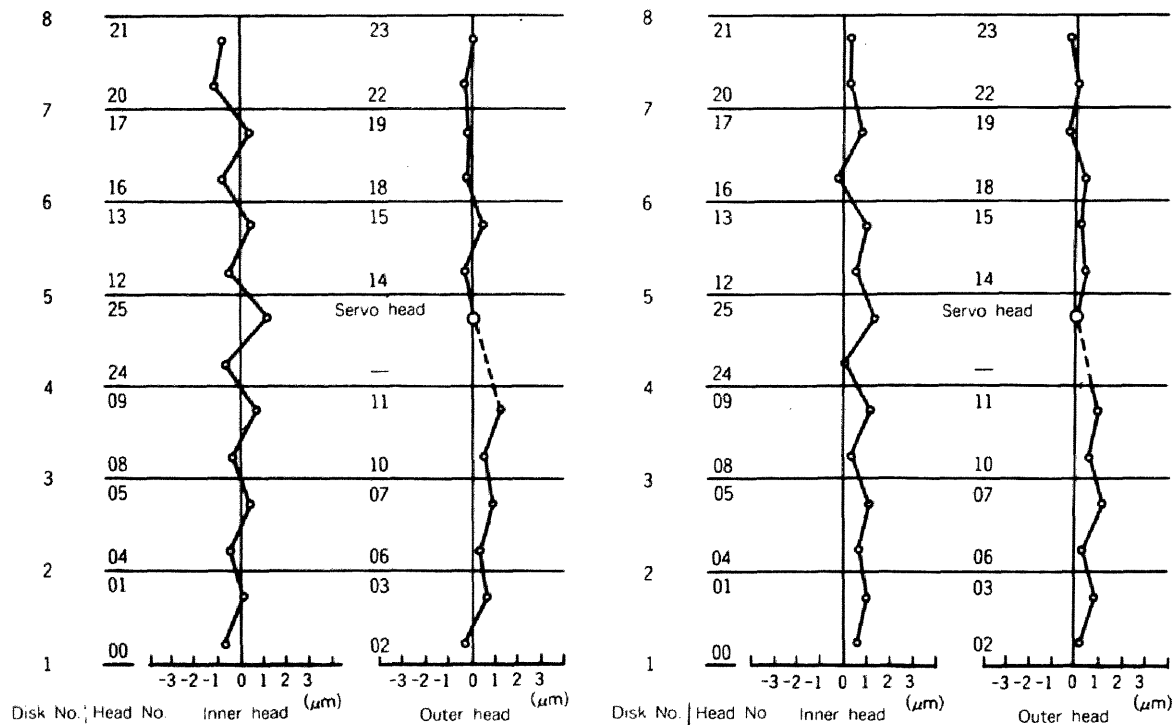
400 MB/スピンドル容量の小形密閉構造のヘッドディスクアセンブリ（HDA）を実用化した。浮上すきま変動を最小とする浮動ヘッド，媒体の平滑化と表面潤滑技術，完全な防塵・防湿構造などにより， $0.22 \sim 0.27 \mu\text{m}$  の微小浮上すきまを実現するとともに，8 インチの小径ディスクを採用し，ディスク回転機構，ヘッド位置決め機構，空気清浄系などの機械要素を一体化して密閉構造の HDA を構成し，高信頼度化，無保守化を実現した。本磁気ディスク機構部に用いた主要技術は以下のとおりである。

- (1) 回転フィルタを通過する循環空気流，磁性流体シールなどにより HDA をほぼ無塵状態に保持することを可能とした。
- (2) 呼吸孔に湿気の拡散侵入を抑制する絞りと吸湿剤容器に吸湿速度を調整する絞りを付加した長寿命な吸湿機構により，HDA 内を長期間にわたって 50 % 以下の低湿度に保持することを可能とした。
- (3) ディスク間の温度分布の均一性の向上，スピンドルとポジションナの熱変形に起因する倒れの抑制，構造の対称化などにより，オフトラックを  $40^\circ\text{C}$  の温度範囲において  $1.5 \mu\text{m}$  以下に抑え，43 track/mm の高トラック密度を実現した。

- (4) 定期点検・保守が必要なスピンドル駆動ベルトや外部フィルタを必要としない構造としたこと、機構部品の長寿命化をはかったことなどにより、HDAの5年以上にわたる無保守運転を可能とした。

また、本HDAを8台実装して、装置当りの容量3.2GBの集合形磁気ディスク装置を実用化した。本装置は2HDA単位で部分実装し、システム規模に応じた構成とすることや、高湿度条件下でも運転可能という性能を活かして、各種装置の内部に実装することも可能であり、広範囲の用途に適するものといえる。

40°C hot write (base Temp 46.2°C)  
15°C cold read (base Temp 15.0~16.3°C)



(a) 001 シリンダ (最インナポジション)

(b) 611 シリンダ (最アウトポジション)

図 10.16 サーマルオフトラック

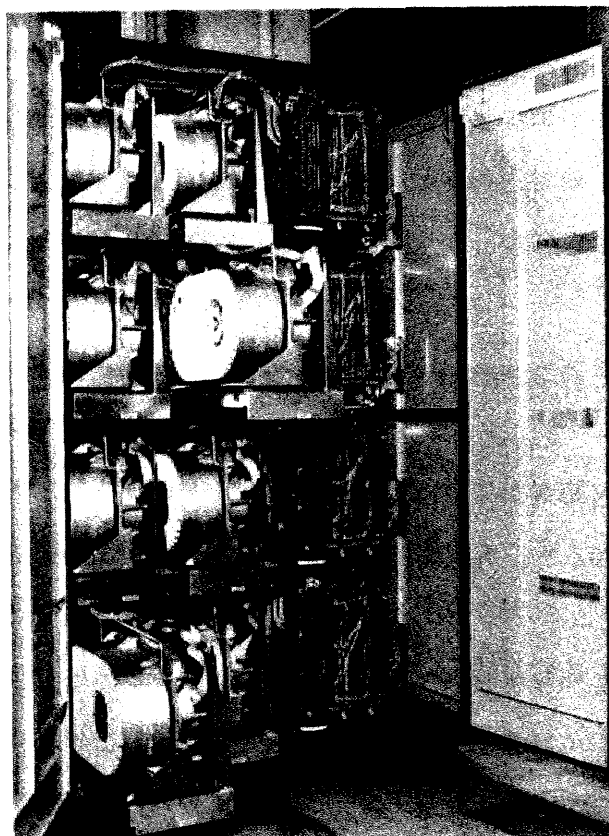


図 10.17 3.2ギガバイト集合形磁気ディスク装置



## 参 考 文 献

- (1) A. Burgdorfer,  
The Influence of the Molecular Mean Free Path on the Performance of Hydrodynamic Gas Lubricated Bearings,  
*Trans. ASME*, Ser. D. 81-1 (1959-3), pp. 94-100.
- (2) V.N. Constantinescu,  
On Some Secondary Effects in Self-Acting Gas-Lubricated Bearings,  
*ASLE Trans.*, 7-3 (1964-7), pp. 257-263.
- (3) F.C. Hsing and S.B. Malanoski,  
Mean Free Path Effect in Spiral-Grooved Thrust Bearings,  
*Trans. ASME*, Ser. F, 91-1 (1969-1), pp. 69-78.
- (4) R.C. Tseng,  
Rarefaction Effects of Gas-Lubricated Bearings in a Magnetic Recording Disk File,  
*Trans. ASME*, Ser. F, 97-1 (1975-10), pp. 624-629.
- (5) A.G.M. Michell,  
Lubrication - An Approximate Treatment of the Effects of the Rugosities of the Surfaces of Sliding Bearings, Blackie and Son, London and Glasgow, 1950, pp. 281-291.
- (6) G.G. Hirs,  
The Load Capacity and Stability Characteristics of Hydrodynamic Grooved Journal Bearings,  
*ASLE Trans.*, 8-3 (1965-7), pp. 296-305.
- (7) S.T. Tzeng and E. Saibel,  
Surface Roughness Effect on Slider Bearing Lubrication,  
*ASLE Trans.*, 10-3 (1967-7), pp. 334-338.
- (8) H. Christensen,  
Stochastic Models for Hydrodynamic Lubrication of Rough Surfaces,  
*Proc. Instn. Mech. Engrs.*, 184, Pt. 1, No. 55, (1969-1970), pp. 1013-1026.
- (9) H. Christensen and K. Tonder,

The Hydrodynamic Lubrication of Rough Bearing Surfaces of Finite Width,

*Trans. ASME*, Ser. F, 93-3 (1971-7), pp. 324-330.

(10) H. G. Elrod,

Thin-Film Lubrication Theory for Newtonian Fluids with Surfaces Possessing Striated Roughness or Grooving,

*Trans. ASME*, Ser. F, 95-4 (1973-10), pp. 484-489.

(11) S. K. Rhow and H. G. Elrod,

The Effects on Bearing Load-Carrying Capacity of Two-Sided Striated Roughness,

*Trans. ASME*, Ser. F, 96-4 (1974-10), pp. 554-560.

(12) K. Tonder,

Lubrication of Surfaces Having Area-Distributed Isotropic Roughness,

*Trans. ASME*, Ser. F, 99-3 (1977-7), pp. 323-330.

(13) H. G. Elrod,

A Review of Theories for the Fluid Dynamic Effects of Roughness on Laminar Lubricating Films,

*Proc. 4th Leeds-Lyon Symp.*, Paper No. I(ii), 1979, pp. 11-26.

(14) K. Tonder,

The Lubrication of Surfaces Having a Cross Striated Roughness Pattern,

*Proc. 4th Leeds-Lyon Symp.*, Paper No. III(iii), 1979, pp. 80-87.

(15) K. Tonder,

A General Reynolds-Type Equation for Rough Surfaces Based on Numerical Simulation, Surface Roughness Effects in Hydrodynamic and Mixed Lubrication,

*ASME*, New York, N. Y., 1980, pp. 193-211.

(16) N. Patir and H. S. Cheng,

An Average Flow Model for Determining Effects of Three-Dimensional Roughness on Partial Hydrodynamic Lubrication,

*Trans. ASME, J. Lub. Technol.*, 100-1 (1978-1), pp. 12-17.

(17) N. Patir and H. S. Cheng,

Application of Average Flow Model to Lubrication between Rough Sliding Surfaces,

- Trans. ASME, J. Lub. Technol.*, 101-4 (1979-2), pp. 220-230.
- (18) J. L. Teale and A. O. Lebeck,  
An Evaluation of the Average Flow Model for Surface Roughness Effects in Lubrication,  
*Trans. ASME, J. Lub. Technol.*, 102-3 (1980-7), pp. 360-367.
- (19) D. C. Sun and K. K. Cheng,  
First Effects of Stokes Roughness on Hydrodynamic Lubrication,  
*Trans. ASME, Ser. F*, 99-1 (1977-1), pp. 2-9.
- (20) S. K. Rhow and H. G. Elrod  
Effects of Surface Roughness or Grooving on Thin Laminar Lubricating Films,  
Report No. 23, Lubrication Research Lab., (1973), Columbia Univ., pp. 88-105.
- (21) V. Castelli and J. Pirvics,  
Review of Numerical Methods in Gas Bearing Film Analysis,  
*Trans. ASME, Ser. F*, 90-4 (1968-10), pp. 777-792.
- (22) 金子礼三, 三矢保永,  
流体潤滑問題における数値計算について,  
潤滑, 20-12(1975-12), PP. 57-63.
- (23) V. Castelli and J. Pirvics,  
Equilibrium Characteristics of Axial-Groove Gas-Lubricated Bearings,  
*Trans. ASME, Ser. F*, 89-2 (1967-4), pp. 177-196.
- (24) R. Coleman,  
The Numerical Solution of Linear Elliptic Equations,  
*Trans. ASME, Ser. F*, 90-4 (1968-10), pp. 773-776.
- (25) R. Coleman and A. D. Snider,  
Linearization for Numerical Solution of the Reynold's Reequation,  
*Trans. ASME, Ser. F*, 91-7 (1969-7), pp. 506-507.
- (26) D. F. Wilcock,  
Design of Gas Bearings,  
(1972), Mechanical Technology Inc., New York, N.Y., pp. 4.2.1-4.2.3.
- (27) Ibid. pp. 4.2.4-4.2.6.

- (28) J. LeBroulrot, R. Queme and J. Sogot,  
Stability and Frequency Response of Grooved Hydrodynamic Bearing - Application to  
Spiral Thrust Bearing and to Spherical Bearing,  
*5th Gas Bearing Symp.*, Paper No. 11 (1971), pp. 11·1-11·25.
- (29) F. C. Hsing,  
Formulation of a Generalized Narrow Groove Theory for Spiral Grooved Viscous Pumps,  
*Trans. ASME*, Ser. F, 94-1 (1972-1), pp. 81-85.
- (30) A. J. Smally,  
The Narrow Groove Theory of Spiral Grooved Gas Bearings:  
Development and Application of a Generalized Formulation for Numerical Solution,  
*Trans. ASME*, Ser. F, 94-1 (1972-1), pp. 86-92.
- (31) 金子礼三, 三矢保永,  
気体軸受,  
潤滑, 19-5(昭49-5), pp.358-366.
- (32) M. M. Reddi,  
Finite-Element Solution of the Incompressible Lubrication Problem,  
*Trans. ASME*, Ser. F, 91-3 (1969-7), pp. 524-528.
- (33) M. M. Reddi,  
Finite Element Solution of the Steady-State Compressible Lubrication Problem,  
*Trans. ASME*, Ser. F, 92-3 (1970-7), pp. 495-503.
- (34) 和田稲苗, 林洋次,  
流体潤滑問題に対する有限要素法の適用(第1報, 無限幅軸受)  
日本機械学会論文集, 37-295(昭46-3), pp.583-592.
- (35) 和田稲苗, 林洋次,  
流体潤滑問題に対する有限要素法の適用(第2報, 有限幅軸受),  
日本機械学会論文集, 37-295(昭46-3), pp.593-601
- (36) 三矢保永,  
スライダ気体軸受における分子平均自由行程の影響(有限要素法による解法),  
日本機械学会論文集, 44-386(昭53-10), pp.3593-3602.

- Bull. of the JSME*, 22-168 (1979-6), pp. 863-870.
- (37) O. C. Zienkiewicz and Y. K. Cheung,  
Finite Elements in the Solution of Fields Problems,  
*The Engineer*, 220 (1965), pp. 507-510.
- (38) D. F. Hays,  
A Variational Approach to Lubrication Problems and the Solution of the Finite Journal Bearing,  
*Trans. ASME*, Ser. D, 81-1 (1959-3), pp. 13-23.
- (39) J. F. Booker and K. H. Huebner,  
Application of Finite Element Methods to Lubrication: An Engineering Approach,  
*Trans. ASME*, Ser. F, 94-4 (1972-10), pp. 313-323.
- (40) K. P. Oh and K. H. Huebner,  
Solution of the Elastohydrodynamic Finite Bearing Problem,  
*Trans. ASME*, Ser. F, 95-3 (1973-7), pp. 342-352.
- (41) T. Willis and B. Seth,  
An Application of the Finite Element Method to EHD Lubrication,  
*ASLE Trans.*, 20-4 (1977-4), pp. 340-346.
- (42) P. E. Allaire, J. C. Nicholas and E. J. Gunter,  
Systems of Finite Elements for Finite Bearings,  
*Trans. ASME*, Ser. F, 99-2 (1977-4), pp. 187-197.
- (43) K. H. Huebner,  
The Finite Element Method for Engineers,  
(1975), John Wiley & Sons, New York, N.Y.
- (44) T. J. Chung,  
Finite Element Analysis in Fluid Dynamics,  
(1978), McGraw-Hill, New York, N.Y.
- (45) O. C. Zienkiewicz and Y. K. Cheng,  
マトリックス有限要素法, (昭45), 培風館, 東京
- (46) 三矢保永, 金子礼三,  
スライダ気体軸受における分子平均自由行程の影響 (第2報 実験的検討)

日本機械学会論文集, 46-405, C編(55-5), pp.542-549.

*Bull. of the JSME*, 24-187 (1981-1), pp. 236-242.

(47) W. A. Gross,

Gas Film Lubrication,

(1962), John Wiley & Sons, New York, N. Y.

(48) W. A. Gross,

A Gas Film Lubrication Study,

Part I Some Theoretical Analyses of Slider Bearings

*IBM J. Res. Develop.*, 3-3 (1959-7), pp. 237-255.

(49) W. A. Michael,

A Gas Film Lubrication Study,

Part II Numerical Solution of the Reynolds Equation for Finite Slider Bearings,

*IBM J. Res. Develop.*, 3-3 (1959-7), pp. 256-259.

(50) R. K. Brunner, J. M. Harker, K. E. Haughton and A. G. Osterlund,

A. Gas Film Lubrication Study,

Part III Experimental Investigation of Pivoted Slider Bearings,

*IBM J. Res. Develop.*, 3-3 (1959-7), pp. 260-274.

(51) R. B. Mulvany,

Engineering Design of a Disk Storage Facility with Data Modules,

*IBM J. Res. Develop.*, 18-6 (1974-11), pp. 489-505.

(52) C. Lin and R. F. Sullivan,

An Application of White Light Interferometry in Thin Film Measurements,

*IBM J. Res. Develop.*, 16-3 (1972-5), pp. 269-278.

(53) R. Kaneko and Y. Mitsuya,

The Effects of Surface Irregularities on the Performance of Hydrodynamic Gas Lubricated Bearings,

*Proc. JSLE-ASLE Int. Lub. Conf.*, (1975-6), pp. 295-303.

(54) J. H. Vohr and C. Y. Chow,

Characteristics of Herringbone-Grooved, Gas-Lubricated Journal Bearings,

*Trans. ASME*, Ser. F, 87-3 (1965-9), pp. 568-578

- (55) O. Pinkus and B. Sternlicht,  
Theory of Hydrodynamic Lubrication,  
(1961), McGraw-Hill, New York, N.Y., pp. 81-85.
- (56) T. Toshima, T. Nakanishi and K. Yanagisawa,  
Magnetic Head Fabricated by Improved Ion Etching Method,  
*IEEE Trans. on Magnetism*, MAG 15-6 (1979-11), pp. 1637-1639.
- (57) T. Nakanishi, K. Kogure, T. Toshima and K. Yanagisawa,  
Floating Thin Film Head Fabricated by Ion Etching Method,  
*IEEE Trans. on Magnetism*, MAG 16-5 (1980-9), pp. 785-787.
- (58) 三矢保永,  
二次元に分布した粗さをもつ面の流体潤滑特性 (第1報, 混合平均すきまを用いる解析法)  
日本機械学会論文集, 50-449, C編 (昭59-1), pp. 168-178.  
*Trans. ASME, J. Lub. Technol.*, 投稿中.
- (59) J. F. Booker,  
A Table of the Journal-Bearing Integral,  
*Trans. ASME, Ser. D*, 87-2 (1965-6), pp. 533-535.
- (60) J. Peklenik,  
New Developments in Surface Characterization and Measurements by Means of Random  
Process Analysis,  
*Proc. Instn. Mech. Engrs.*, 182, Part 3K (1967-68), pp. 108-126
- (61) 三矢保永, 福井茂寿,  
流体潤滑特性に及ぼすストークス粗さの影響 (第1報, 非圧縮性潤滑膜と圧縮性潤滑膜  
との比較), 日本機械学会論文集, 48-435, C編 (昭57-11), pp. 1787-1796.  
*Trans. ASME, J. Lub. Technol.*, 投稿中.
- (62) K. Tonder and H. Christensen,  
Waviness and Roughness in Hydrodynamic Lubrication,  
*Proc. Instn. Mech. Engrs.*, 186, 72/72 (1972), pp. 807-812.
- (63) P. Shelly and C. Ettles,  
Effect of Transverse and Longitudinal Surface Waviness on the Operation of Journal

Bearings.

*J. Mech. Eng. Sci.*, 14-3 (1972) pp. 168-172.

(64) 三矢保永,

流体潤滑特性に及ぼすストークス粗さの影響 (第2報, 流体が固体表面でスリップする場合)

日本機械学会論文集, 49-437, C編 (昭58-1), pp. 65-73.

*Trans. ASME, J. Lub. Technol.*, 投稿中.

(65) N. Patir,

A Numerical Procedure for Random Generation of Rough Surfaces,

*Wear*, 47-2 (1978-4), pp. 263-277.

(66) 三矢保永, 木暮賢司,

浮動ヘッド機構の設計,

電気通信研究所 研究実用化報告, 26-2 (昭52-2), pp. 415-445

(67) 木暮賢司, 北寿郎, 福井茂寿, 三矢保永

3.2 ギガバイト集合形磁気ディスク装置用浮動ヘッドおよび媒体の機械特性

電気通信研究所 研究実用化報告, 31-1 (昭57-1), pp. 291-303.

(68) 三矢保永, 木暮賢司,

磁気ディスク機構部,

電気通信研究所 研究発表会論文集, 第39号 (昭57-5), pp. 41-77.

(69) 金子礼三, 松田隆一, 原臣司,

磁気ドラム用浮動ヘッド設計,

電気通信研究所 研究実用化報告, 20-12 (1971-12), pp. 2609-2650.

(70) 伊藤陽之助, 金子礼三, 安田亨祐, 上田繁, 高波修一, 藤原祥隆,

DIPS用改良形磁気ディスクバック装置,

電気通信研究所 研究実用化報告, 23-12 (1974-12), pp. 2669-2694.

(71) 中西卓二, 木暮賢司, 越本泰弘, 大原秀一, 北寿郎,

800メガバイト磁気ディスク装置用磁気ヘッド,

電気通信研究所 研究実用化報告, 28-10 (1979-10), pp. 2229-2262.



- (72) R. Kaneko, Y. Mitsuya, K. Kogure and T. Kita,  
Flying Heads with Sub-Micron Spacing for Magnetic Recording Discs,  
*Tribology International*, 14-5 (1981-10), pp. 293-300.
- (73) T. Tang,  
Dynamics of Air-Lubricated Slider Bearings for Noncontact Magnetic Recording,  
*Trans. ASME*, Ser. F, 93-2 (1971-4), pp. 272-278.
- (74) K. Ono,  
Dynamic Characteristics of Air-Lubricated Slider Bearing for Noncontact Magnetic  
Recording,  
*Trans. ASME*, Ser. F, 97-2 (1975-4), pp. 250-258.
- (75) 北寿郎, 木暮賢司, 三矢保永,  
磁気ディスク用浮動ヘッドスライダの摩耗,  
潤滑, 29-3 (昭59-3) pp.195-200.
- (76) 田子章夫, 佐藤勇武, 西村力,  
800メガバイト磁気ディスク装置用記録媒体,  
電気通信研究所 研究実用化報告, 28-10(1979-10), pp.2205-2228.
- (77) A. Tago, I. Satoh, K. Kogure and T. Kita,  
Estimating Method of Mechanical Characteristics for Magnetic Recording Disks,  
*Review of ECL*, 28-5/6 (1980-5/6), pp. 405-414.
- (78) 小野京右, 木暮賢司, 三矢保永,  
サブミクロン領域における浮動ヘッドスライダの追従特性,  
日本機械学会論文集, 45-391, C編(昭54-3), pp.355-362.  
*Bull. of the JSME*, 22-173 (1979-11), pp. 1672-1677.
- (79) 木暮賢司, 小野京右, 三矢保永,  
サブミクロン領域における浮動ヘッドスライダの無限小幅近似解,  
日本機械学会論文集, 46-406, C編(昭55-6), pp.627-635  
*Bull. of the JSME*, 24-188 (1981-2), pp. 413-419.
- (80) J. S. Heath,

Design of a Swinging Arm Actuator for a Disk File,  
*IBM J. Res. Develop.* 20-4 (1976-7), pp. 389-397.

- (81) 服部誠示, 田子章男, 石井芳一, 寺田章, 石井修, 太田聡,  
3.2 ギガバイト集合形磁気ディスク装置用連続薄膜媒体,  
電気通信研究所 研究実用化報告, 31-1 (1982-1), pp. 277-290.
- (82) T. Kita, K. Kogure, Y. Mitsuya and T. Nakanishi,  
New Method of Detecting Contact between Floating-Head and Disk,  
*IEEE, Trans. on Magnetics*, Mag 16-5 (1980-9), pp. 873-875.
- (83) 三矢保永, 永山昭, 富田賢一, 大谷幸司,  
ヘッドポジションの高速高精度化,  
電気通信研究所 研究実用化報告, 26-2 (昭52-2), pp. 521-544.
- (84) 三矢保永, 木暮賢司, 小口重光, 大谷幸司, 星谷邦夫,  
3.2 ギガバイト集合形磁気ディスク装置の機構部,  
電気通信研究所 研究実用化報告, 31-1 (昭57-1), pp. 305-316.
- (85) 金子礼三, 小口重光, 星谷邦夫,  
800メガバイト磁気ディスク装置用機構部,  
電気通信研究所 研究実用化報告, 28-10 (昭54-10), pp. 2189-2204.
- (86) F. R. Hererich,  
Average Motion Times of Positioners in Random Access Devices,  
*IBM J. Res. Develop.* 9-2 (1965-3), pp. 124-133.
- (87) 金子礼三, 吉井静,  
3.2 ギガバイト集合形磁気ディスク装置の実用化,  
電気通信研究所 研究実用化報告, 31-1 (昭57-1), pp. 241-248
- (88) 金子礼三, 三矢保永, 小口重光, 星谷邦夫,  
ディスク回転系の流体力学的特性とその設計,  
電気通信研究所 研究実用化報告, 26-2 (昭52-2), pp. 563-583.

## 謝

## 辞

本論文を結ぶにあたり，終始懇到なるご指導とご鞭撻を賜った名古屋大学工学部 太田博教授に対し，謹んで感謝の意を表する次第です。

また，本論文をまとめるに際し，有益なご教示，ご助言をいただいた名古屋大学工学部 山本敏男教授，ならびに中村育雄教授に対し，深く感謝の意を表します。

本研究を遂行するにあたり種々の御指導，御援助をいただいた，日本電信電話公社，武蔵野電気通信研究所，電子装置研究部 金子礼三主席調査役，電子装置研究部磁気記録研究室 西川正明元室長，亀山忠彦元室長に厚く感謝の意を表します。

本研究を実施するにあたり磁気記録研究室木暮賢司調査役，北寿郎調査員，福井茂寿調査員，小口重光研究主任をはじめとする諸兄には有益な討論，種々の実験の協力をいただいた。心からお礼を申し上げます。

1. "The Effect of Surface Irregularities on the Performance of Hydrodynamic Gas Bearings.", *Proc. JSLE-ASLE Int. Lub. Conf.*, (1975-6), pp.295-303., 共著者 : R. Kaneko.
2. 浮動ヘッド機構の設計, 電気通信研究所 研究実用化報告, 26 巻, 2 号 (昭和52年 2 月), pp. 415~445., 共著者 : 木暮賢司.
3. ヘッドポジションナの高速度高精度化, 電気通信研究所 研究実用化報告, 26 巻, 2 号 (昭和52年 2 月), pp. 521~544., 共著者 : 永山昭, 富田賢一, 大谷幸司.
4. ディスク回転系の流体力学的特性とその設計, 電気通信研究所 研究実用化報告, 26 巻, 2 号 (昭和52年 2 月), pp. 563~583., 共著者 : 金子礼三, 小口重光, 星谷邦夫.
5. スライダ気体軸受における分子平均自由行程の影響 (有限要素法による解法), 機械学会論文集, 44 巻, 386 号 (昭和53年10月), pp. 3593~3602.
6. "Molecular Mean Free Path Effects in Gas Lubricated Slider Bearings. (An Application of the Finite Element Method.)", *Bull. of the JSME*, Vol. 22, No. 168 (1979-6), pp. 863 ~ 870.
7. スライダ気体軸受における分子平均自由行程の影響 (第 2 報, 実験的検討) 機械学会論文集, 46 巻, 405 号, C 編 (昭和55年 5 月), pp. 542~549., 共著者 : 金子礼三.
8. "Molecular Mean Free Path Effects in Gas Lubricated Slider Bearings. (2nd Report Experimental Studies.)", *Bull. of the JSME*, Vol. 24, No. 187 (1981-10), pp. 301~308., 共著者 : R. Kaneko.
9. 3.2 ギガバイト集合形磁気ディスク装置の機構部, 電気通信研究所 研究実用化報告, 31 巻, 1 号 (昭和57年 1 月), pp. 305~316., 共著者 : 木暮賢司, 小口重光, 大谷幸司, 星谷邦夫.
10. 3.2 ギガバイト集合形磁気ディスク装置用浮動ヘッドおよび媒体の機械特性, 電気通信研究所 研究実用化報告, 31 巻, 1 号 (昭和57年 1 月), pp. 291~303., 共著者 : 木暮賢司, 北寿郎, 福井茂寿.
11. 磁気ディスク機構部, 電気通信研究所 第27回研究発表会論文集第 39 号 (昭和57年 5 月), pp. 4~77., 共著者 : 木暮賢司.
12. 流体潤滑特性に及ぼすストロークス粗さの影響 (第 1 報, 非圧縮性潤滑膜と圧縮性潤滑膜との比較), 機械学会論文集, 48 巻, 435 号, C 編 (昭和57年11月), pp. 1787~1796., 共著者 : 福井茂寿.

13. 流体潤滑特性に及ぼすストークス粗さの影響（第2報，流体が固体表面でスリップする場合），機械学会論文集，49巻，437号，C編（昭和58年1月），pp. 65～73.
14. 二次元に分布した粗さを持つ面の流体潤滑特性（第1報，混合平均すきまを用いる解析法），機械学会論文集，50巻，449号，C編（昭和59年1月），pp. 168～178.

1. 非対称回転体によって生ずる主危険速度付近の不安定領域の除去（弾性支持台あるいは軸への付加質量による動的効果，機械学会論文集，34巻，265号（昭和43年9月），pp. 1512～1522.，共著者：太田博，河野和豊
2. “On the Elimination of the Unstable Region of the Major Critical Speed in a Rotating Shaft System Carrying an Unsymmetrical Rotor”, *Bull. of the JSME*, Vol. 12, No. 51 (1969-6) pp. 470～481., 共著者：H. Ōta, K. Kōno.
3. 磁気ドラム主軸受としての動圧気体軸受（超高速磁気ドラムへの応用），電気通信研究所研究実用化報告，21巻，9号（昭和47年9月），pp. 1715～1738.，共著者：金子礼三，高波修一，小口重光.
4. 動圧形スパイラルグループ気体軸受の安定性（解説），潤滑，18巻，1号（昭和48年1月），pp. 77～83. 共著者：金子礼三.
5. 高速磁気ドラム用動圧気体軸受（解説），機械学会誌，76巻，650号（昭和48年2月），pp. 261～268.，共著者：金子礼三.
6. “High Speed Magnetic Storage Drums with Grooved Hydrodynamic Gas Bearings”, *Proc. 6th Int. Gas Bearing Symp.*, (British Hydrodynamics Research Association), C2 (1974-3), pp. 13～31., 共著者：R. Kaneko, S. Oguchi.
7. 気体軸受（解説），潤滑，19巻，5号（昭和49年5月），99. 358～366.，共著者：金子礼三.
8. 流体潤滑問題における数値計算法について（解説），潤滑，20巻，12号（昭和50年12月）pp. 883～889.，共著者：金子礼三.
9. サブミクロン領域における浮動ヘッドスライダの追従特性，機械学会論文集，45巻，391号，C編（昭和54年3月），pp. 355～362. 共著者：小野京右，木暮賢司.
10. “Dynamic Characteristics of Air Lubricated Slider Bearings under Submicron Spacing Conditions”, *Bull. of the JSME*, Vol. 22, No. 173 (1979-11), pp. 1672 ~ 1677. 共著者：K. Ono, K. Kogure.
11. サブミクロン領域における浮動ヘッドスライダの無限小幅近似解，機械学会論文集，46巻，406号，C編（昭和55年6月），pp. 627～635.，共著者：木暮賢司，小野京右.

12. "New Method of Detecting Contact between Floating-Head and Disk", *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. Mag-16, No. 5 (1980-9), pp. 873 ~ 875., 共著者 : T. Kita, K. Kogure, T. Nakanishi.
13. "Narrow Bearing Approximation Solutions for Air-Lubricated Slider Bearings in Sub-Micron Spacing", *Bull. of the JSME*, Vol. 24, No. 188 (1981-2), pp. 413 ~ 419., 共著者 : K. Kogure, K. Ono.
14. "Flying Heads with Sub-Micron Spacing for Magnetic Recording Discs", *Tribology International*, Vol. 14, No. 5 (1981-10), pp. 293 ~ 300., 共著者 : R. Kaneko, K. Kogure, T. Kita.
15. "Design of Negative Pressure Slider for Magnetic Recording Disks", *Trans. ASME, J. Lub. Technol.*, Vol. 105, No. 3 (1983-7), pp. 496 ~ 502., 共著者 : K. Kogure, S. Fukui, R. Kaneko.
16. 磁気ディスク用浮動ヘッドスライダの摩耗, 潤滑, 29 巻, 3 号 (昭和59年 3 月), pp. 195~200., 共著者 : 北寿郎, 木暮賢司.
17. 高クヌッセン数条件下で気体潤滑されたスライダ軸受の実験的検討, 機械学会論文集, (投稿中) 共著者 : 大久保俊文.