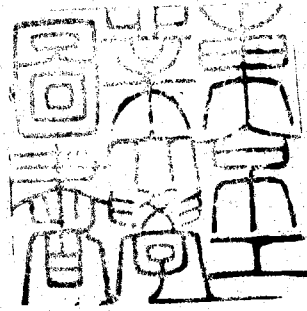


論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	静圧案内面の動特性に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	中原綱光
Author(English)	TSUNAMITSU NAKAHARA
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第706号, 授与年月日:1974年6月19日, 学位の種別:課程博士, 審査員:益子正巳
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第706号, Conferred date:1974/6/19, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

目 次



第1章 緒 論

1.1 ま え が き

1.2 静圧軸受の概観

1.3 本論文の目的と内容

第2章 静圧案内面の動特性の一般解析法

2.1 ま え が き

2.2 記 号

2.3 流体膜作用の形状係数による表示

2.3.1 仮 定

2.3.2 圧力分布

2.3.3 ポケット室における流量

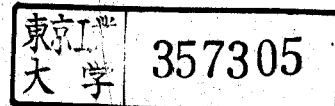
2.3.4 流体膜による力

2.3.5 形状係数の性質

2.4 流体供給管路系

2.4.1 流体供給システム

2.4.2 流体制御機器 (Restrictor) の種類



2.4.3 管路系の圧力と流量の関係

2.5 運動方程式の表示方法

2.5.1 流体膜作用の線型近似式

2.5.2 カのつりあい式

2.6 まとめ

第3章 静圧案内面の基本特性 (I. 単一ポケット構造の場合)

3.1 まえがき

3.2 記号

3.3 理論解析

3.3.1 形状係数の計算

3.3.2 運動方程式

3.4 形状係数の測定

3.4.1 実験装置および実験方法

3.4.2 形状係数の測定結果および検討

3.5 ステップ応答

3.5.1 実験装置および実験方法

3.5.2 実験結果

3.5.3 ステップ応答の理論解析

3.5.4 実験値と理論値の比較

3.6 周波数応答

3.6.1 実験装置および実験方法

3.6.2 実験結果

3.6.3 実験結果に対応した計算結果

3.6.4 理論による一般特性

3.7 まとめ

第4章 静圧案内面の基本特性 (H₂ ポケット構造の場合)

4.1 まえがき

4.2 理論解析

4.2.1 形状係数の計算

4.2.2 運動方程式の誘導

4.3 実験装置および実験方法

4.4 静特性の実験結果

4.5 ステップ応答の実験結果

4.5.1 実験条件

4.5.2 実験結果

4.6 まとめ

第5章 テーブル駆動時の静圧案内面の特性

5.1 まえがき

5.2 実験装置 および実験方法

5.2.1 実験装置

5.2.2 測定方法

5.2.3 実験条件

5.3 実験結果

5.3.1 測定例

5.3.2 供給圧力 P_s の影響

5.3.3 絞りの影響

5.3.4 すきまの影響

5.4 理論的検討

5.4.1 運動方程式

5.4.2 実験結果と理論値の比較

5.5 まとめ

第6章 静圧案内面の設計指針

6.1 まえがき

6.2 静特性による設計法

6.3 動特性を考慮した設計方法

6.4 C.A.D の一方法の提案

6.5 ま と め

第7章 結 論

付 録

参考文献

第1章 諸論

1.1 まえがき

人間の限りない欲望のために、機械は高速化、高精度化などますます苛酷な条件が要求されるようになり、このような要求は総合的な技術の進歩によって達成されるが、特に新しい材料の開発、工作法（例えば超精密加工、苛酷な条件に耐える難加工材の加工、特殊な形状の加工など）および可動部の潤滑問題の解決によることが主要因となることが多い。

潤滑問題は機械の故障の主要因であり、東海道新幹線の開発におけるころがり軸受、パンタグラフの問題やロータリーエンジンの開発における摺動部のシーリングの問題などの例に見られるように、非常に重要であり、工作機械においても、高速化および高精度化の要求により、機械構造の静・動・熱剛性のみならず、工作精度を保障するための母性原理（Copying Principle）を実現するための構造要素である主軸受、サドル・クロススライド・テーブルなどの案内面、クイル、送りねじなどの摺動部の潤滑問題すなわち寿命、案内・回転精度、摩擦力、発熱などが当然重要な問題となる。

近年、工作機械は一方では大型化し、また他方では自動化、特に1952年合衆国のMITで数値制御フライス型が開発されてから、NC(数値制御)化が盛んに行なわれるようになったために、大型機械では1948年に完成したパローマ天文台の200インチ大反射望遠鏡の回転テーブルに应用され、その成功に刺激されて、摺動摩擦を減らすために、またNC機械においては位置決めの障害となるスティックスリップ現象の防止のために静圧案内面の応用が注目されるようになり、大型機械においては非常に多く应用されるようになった。

小型のNC機械では、スティックスリップ防止策としてころがり案内面の使用が多く、静圧案内面の応用は後述するように付属設備などの使い難さ、静剛性などの問題があるため、応用例は少ない。しかし、摩擦がなく寿命が永久的であることの他に、負荷能力および減衰性が高いなどの利点があるため、今後小型機械の案内面に静圧方式が应用される可能性は大いにある。また、静圧方式の主軸受の応用は早く、1948年フランスのGerard社の研削盤砥石軸に应用されて以来、すべり軸受の防振効果の利点をもち、かつ発熱の欠点を除いた特性を生かして、主に研削盤砥石軸に盛んに应用され

（おり），ノ.2節で後述するような種々の利点を生かして，他の機種の主軸受あるいは，主軸受，案内面以外の摺動部，例えばクイル，送りねじなどに，現在はまだ試作段階であるが，今後ますます応用されるようになるであろう。

以上のように，工作機械においても静圧方式の応用が種々試みられており，このような工業的背景のもとに静圧案内面の研究を行なうに当ってまず関連分野を明確にするために機械の摺動部すなわち広義の軸受一般について概観し，次に工作機械の案内面の問題点について概述し，また，静圧案内面は静圧軸受の一形態を見ることができるので静圧軸受一般の概説をノ.2節で行なうことによって，本研究の目的・意義・特徴を明確にする。

1.1.1 静圧案内面の関連分野

本研究の対象である静圧案内面の関連分野，機械の可動部と機構学的および潤滑から見ると次に示す表1.1なうびに表1.2のように表わすことができる。

本研究対象である直線運動形静圧案内面は，表1.1および表1.2から，軸受の一形態であるすべり軸受で，潤滑方法は静圧方式であり，潤滑剤は液体状態のニュートン流体であり※

表 1.1 可動要素の分類

接触状態	要素	A 幾何学的形状	B 運動形態
面接触	すべり軸受 案内面 フィルム(ラム) ねじ	平面 — [円形 短形] 円筒	回転 直線
点、または 線接触	ころがり軸受 歯車 カム ウォームラック	球面 ----- ラセン(ねじ) 位置(カム) インボリュート } (歯車) サイクロイド }	

表 1.2 軸受の分類

C.	D. 潤滑方法	E. 潤滑剤
すべり軸受	動圧 (hydrodynamic) 静圧(強制加圧) (hydrostatic)	液体 { ニュートン流体 非ニュートン流体(グリースなど) 気体(空気, 蒸気, 不活性ガスなど) 固体(二硫化モリブデン, 黒鉛など) 二相流体 { 固-気 気-液 液-固
ころがり軸受	動圧 { グリース潤滑 ミスト潤滑 強制結油	

※る油が用いられ、幾何学的形状は短形の平面スラスト軸受で、運動形態は直線運動であると言える。したがって、本研究対象は、

(i) すべり軸受ところがり軸受。

(ii) 静圧すべり軸受(案内面)と動圧すべり軸受(案内面)

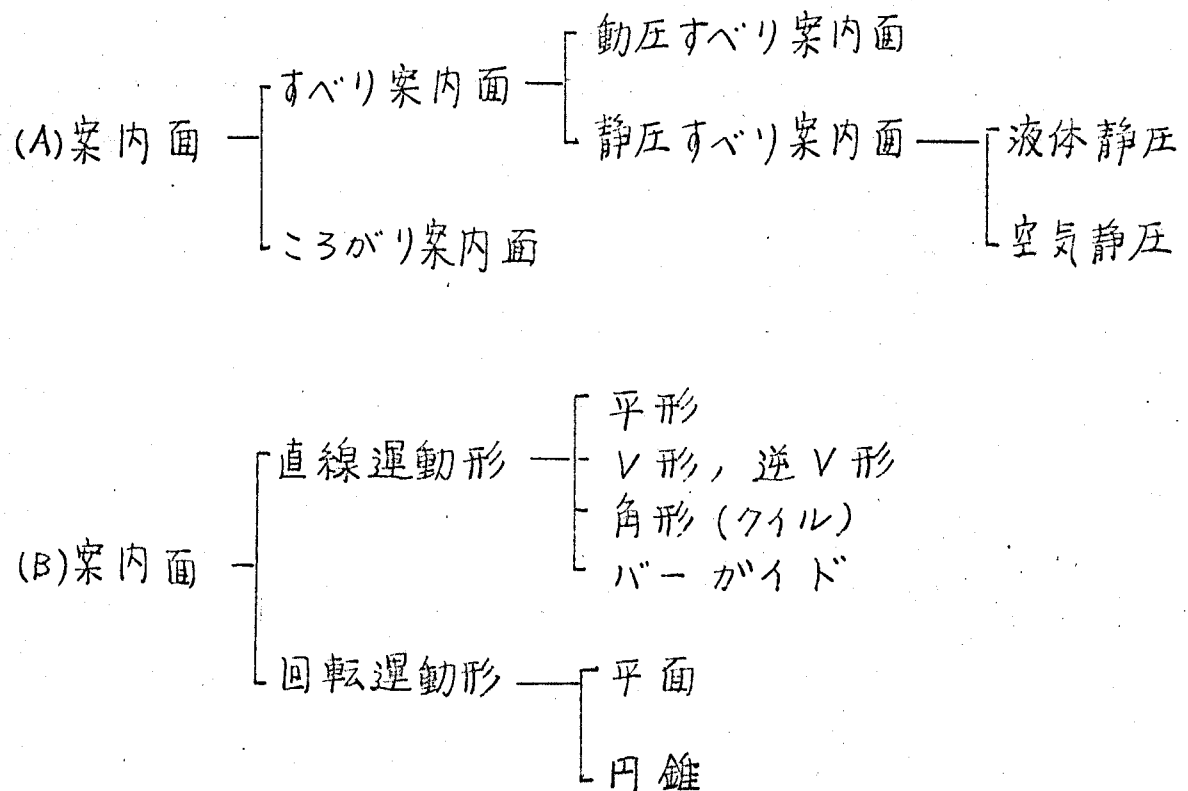
(iii) 液体静圧軸受と気体静圧軸受

(iv) 平面スラスト軸受とジャーナル軸受

(v) 回転形案内面と直線運動形案内面

の相違といった特徴があり、また類似性がある。また案内面は表 1.3 のように分類できる。

表 1.3

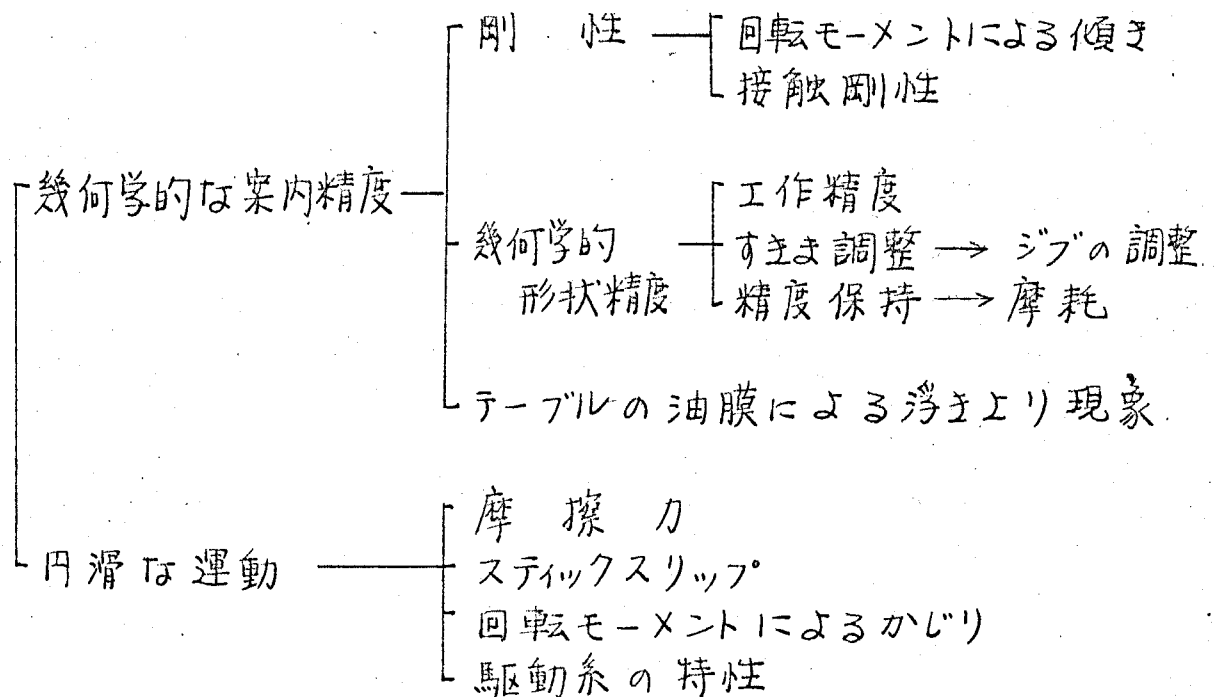


1.1.2 工作機械の案内面の問題点

案内面は工作機械のすべり運動とする部分に幾何学的に正確な運動を与える。すなわち機械の基準座標となる母性原

理(Mother Principle)を実現するために設けられたものであるから案内面に必要な条件および問題点は次の表に示すことができる。

表 1.4



また、工作機械の自動化、精密化、高速化の要求に対して案内面では次のことが要求される。

(I) 自動化に対して

(i) 寿命が半永久的であること

(ii) 摩擦が少なく駆動位置決めが容易であること

(iii) 能率化のために起動、停止がはんぱんに起るために生じる浮き上り変動がないこと

(iv) 広範囲の速度域に対して適正な潤滑状態が得られるようにすること

(2) 精密化に対して

(i) 摩耗がないこと

(ii) 位置決め精度向上のため摩擦がなく、スティックスリップがないこと

(iii) テーブルの浮きより変動がないこと

(iv) 温度上昇(熱変形)が少ないこと

(v) 防振性が良いこと

(vi) 剛性が高いこと

(3) 高速化に対して

(i) 摩耗を少なくすること

(ii) 発熱を小さくすること

(iii) テーブルの浮きより変動を小さくすること

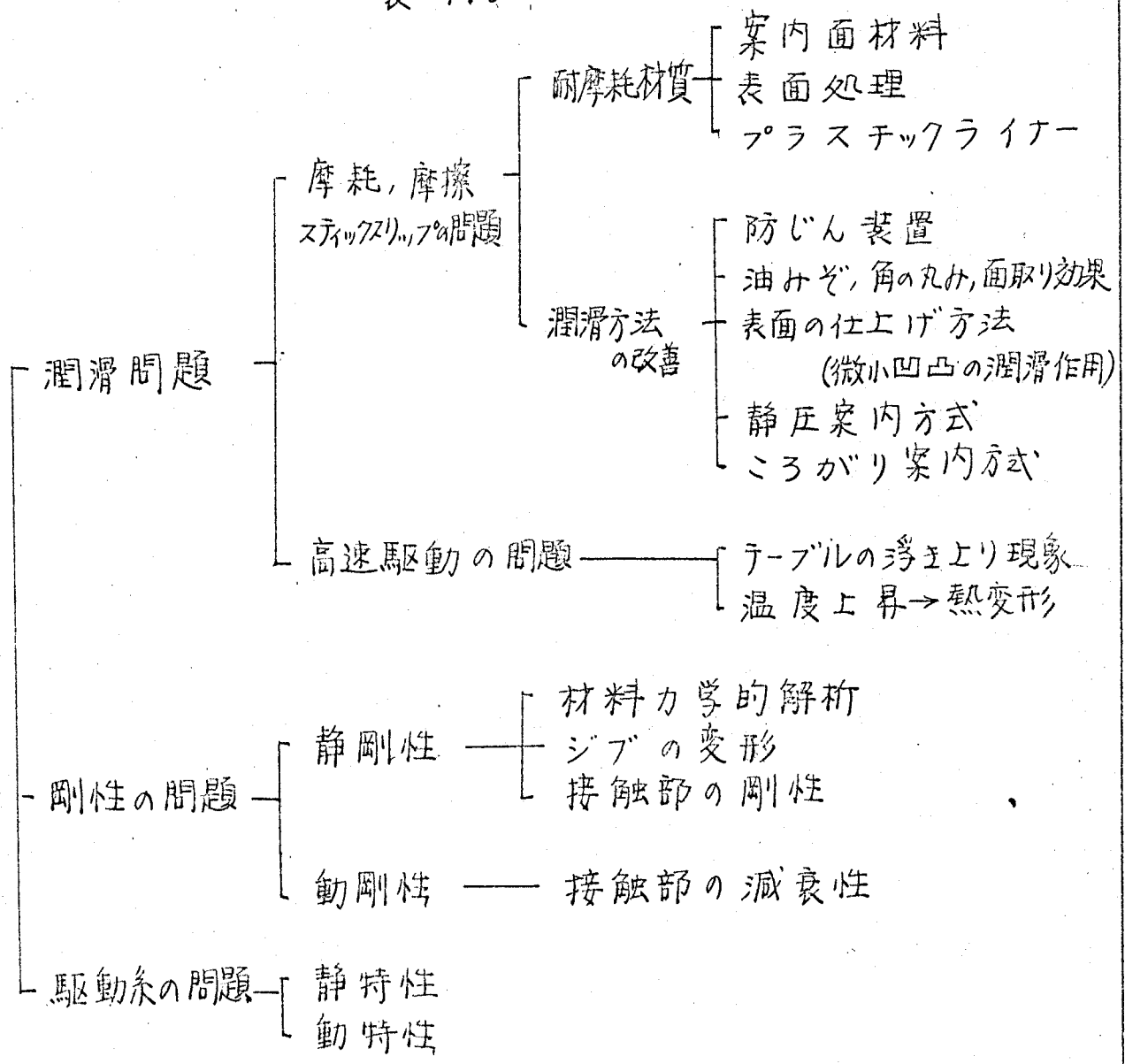
(iv) 駆動系の振動を減らして、駆動を円滑にすること

このように自動化、精密化、高速化のためには案内面の動特性の研究が不可欠であることがわかる。このことは静圧案内面の場合にも同様に言える。

以上のような問題点を解決するために、摩耗・摩擦といっ

た潤滑問題と案内面の剛性の問題について、古くから研究が行なわれている。潤滑問題では特に摩耗対策としてミーハナイト鑄鉄などの耐摩耗性の案内面材料、火炎焼入れ、表面チツ化などの表面処理方法、プラスチックライナーをはった案内面、防じん装置などの研究開発が古くから行なわれ、比較的最近(1960年代)になって、潤滑方法の改善策として油めぞ、スライダ―先端のエッジ部の面取り、丸めの効果、キサゲ・カップ研削などによる表面の仕上方法、静圧およびころがり案内方式の応用などの研究が行なわれるようになり、また低速送りの際およびNC(数値制御)機械の出現によって、自動位置決めの際に問題になるスティックスリップ現象の研究^{(6),(7)}、高速テーブル駆動時のテーブル浮きより現象^{(11)~(14)}に温度上昇⁽⁵⁾の研究が行なわれるようになった。案内面の剛性の問題では切削力、駆動力モーメントといった外力による弾性変形の材料力学的解析⁽⁸⁾、ジブの弾性変形の解析⁽⁹⁾、二平面の接触剛性の研究⁽¹⁰⁾および二平面接触部の動剛性の研究⁽¹¹⁾などが行なわれている。また、駆動系の問題として、ボールねじ駆動系の静剛性の研究、駆動系の動特性の研究などが行なわれている。以上のことを表にまとめると次のようになる。

表 1.5



本研究の対象である静圧案内面は、表1.5からわかるように、摩擦の低減、摩耗およびスティックスリップの防止策としてとられた潤滑方法の一改善策である。したがって、静圧案内面においても高速駆動のときに問題になるテーブルの浮き上り現象および温度上昇、また静剛性、動剛性といったことも当然問題になる。

1.2 静圧軸受の概観

静圧案内面は前節で述べたように静圧軸受の一形態とみなせるから、本研究の特徴及び意義を明らかにするために本節では静圧軸受の原理，基本構造，特徴及び従来の研究について述べることにより静圧軸受全般について概観する。

1.2.1 静圧軸受の原理および基本構造

静圧軸受は「静圧」という名の如く，外部から強制的に圧油を送り込まれて流体潤滑で言われて動圧作用 (hydro-dynamic action) 無しに静圧 (hydrostatic pressure) によって油膜を形成する構造となっている。

しかしこのような構造の静圧軸受が運動した場合には，動圧作用を生じ，また動圧作用

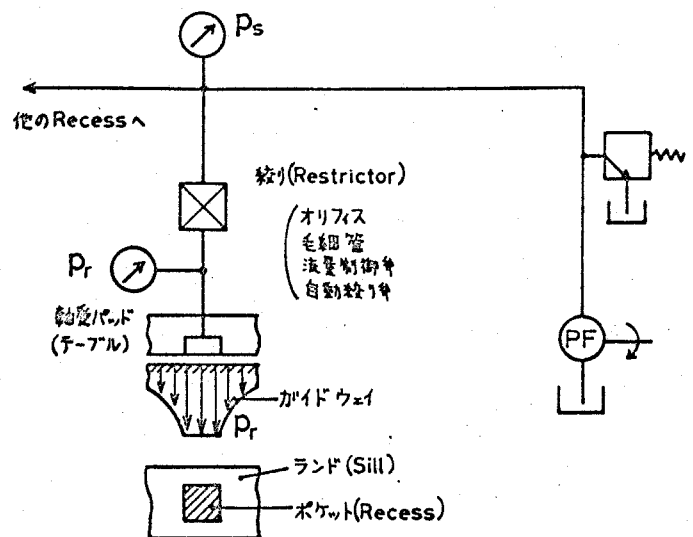


図1-1 静圧軸受の基本構造

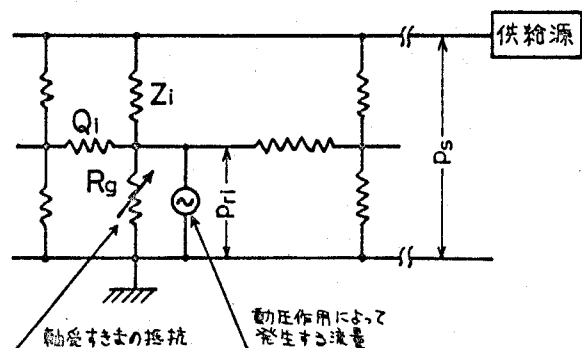


図1-2 静圧軸受の等価回路

と併用して使用するハイブリッド軸受もあるので、広義の意味で "Externally Pressurized Bearing" と呼ばれる。本研究では動圧作用を考慮しているので「静圧案内面」は "Externally Pressurized guideway" を意味していることになる。

静圧軸受の基本構造およびその油圧等価回路は、それぞれ図1.1, 図1.2のように示すことができる。

軸受負荷はポケット部の圧力 P_r とポケットからランド部すなわち軸受のせまいすきまを通って外部へ流出することにより形成された油膜の圧力によって支持される。定常状態では軸受負荷能力およびポケットからせまいすきまを通って流出する流量は、ポケット圧力 P_r に比例し、一方供給管路系によってポケットから流出する流量に等しい流量が絞りを通して供給圧力 P_s からポケット圧力 P_r になるようにポケットへ供給される。したがって荷重が増大すると力のバランスを失ってすきまが狭くなるとすきまの抵抗が増してポケットからの流出流量が減少し、その結果絞りを通る流量が減少するために絞りの差圧が減少するのでポケット圧力が増大して負荷能力を増し、増大した荷重とつりあうまですきまが減少する。このような原理により油膜剛性が生じる。

しかし軸受すきまが動的に変化する場合には、このように単純ではなく、せまい軸受すきまを流れる流量はすきまの変動によるすきまの抵抗変化のほか、図1.2に示すように動圧作用による流量が発生し、したがって流量の連続条件により供給管路からポケットに流入する流量が変動し、ポケット圧力 P_r すなわち静圧は、供給管路系の動特性と油膜の動圧作用の影響が入り、この動圧作用は管路の動特性と油膜の動圧作用の影響が入ったポケット圧力 P_r による静圧に動圧が加わった油膜力と慣性力および負荷による力のつりあいにより決定される。以上の関係を概念的に簡単に書くと次のようになる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{流量の連続: } \underbrace{\text{静圧}(P_r) - \text{動圧}(v)}_{\text{ポケットからの流出流量}} = \text{管路の動特性}(P_r) \\ \\ \text{力のつりあい: } \text{慣性力}(v) + \underbrace{\text{静圧}(P_r) + \text{動圧}(v)}_{\text{油膜力}} = \text{外力} \end{array} \right.$$

したがって、静圧効果と決定する境界条件 P_r は軸受すきまの流体潤滑状態と供給管路系の特性によって決まる。すなわち、外部から軸受性能が制御できる。

1.2.2 静圧軸受の特徴

前節より静圧軸受の特徴は次の又点にあると言える。

- (1) 動圧作用なしに油膜を形成する。
- (2) 静圧効果と決定する境界条件 P_r は軸受すまの流体潤滑状態と供給管路系の特性によって決まる。

(I) 流体潤滑論から見た特徴 レイノルズ方程式を解く場合の、動圧すべり軸受と静圧軸受の相違は次のような点にある。

- (i) 領域：動圧すべり軸受の場合一般に単連結領域であるが、静圧軸受の場合ポケットを有するため複連結領域となる。したがって静圧軸受の場合固有値問題としては解析が困難であり、解析的には平行平面の場合にラプラス方程式となるレイノルズ方程式と等角写像法により簡単な形状について解くことしか行なわれておらず、それ以外には現在のところ物理的アナロジーあるいは電子計算機による数値計算法（差分法，有限要素法）によって求める方法しかない。

- (ii) 境界条件：動圧すべり軸受の場合，特にジャーナル軸受の場合は油膜破断によりその境界条件が不明という問

第2章 静圧案内面の一般的な動特性解析

2.1 まえがき

実際の静圧軸受案内面は単一ポケットで 사용되는ことはいずれ、複数ポケットを有する軸受が複数で構成された複雑なシステムになっているので、静圧軸受の解析は、実用上このような静圧軸受システムについて解析できるようにする必要があり、特に動特性を考慮したC.A.D (Computer Aided Design) の開発が望まれている。

このような複数ポケットからなる静圧軸受案内面システムの解析に関しては、W. Shapiro ほか⁽⁷⁵⁾などが動圧作用が働かない静的な状態について、各ポケットの圧力および流量がポケット間の相互干渉なしに独立に作用すると仮定して、簡略化した解析方法を試みたり、またレイノルズ方程式と差分法で解く新しい数値計算法を示した Castelli, W. Shapiro の論文⁽²³⁾でも複数ポケットの問題に言及しており、動圧作用としてクサビ作用を考慮した解析方法を示しているが、動特性の解析までは言及しておらず、その方法で運動を論ずるにはレイノルズ方程式の解を求める計算と運動方程式を解く計算が分離できないので、膨大な計算が必要となる。

また、複数ポケットで構成されるジャーナル軸受の解析についても多くの研究がなされている^{(65)~(69)}が、軸のふれまわりなどの動特性に言及している研究は少なく^{(61)~(64)}そのほとんどはスクイーズ作用が考慮されていないので、軸のふれまわりなどの動特性の解析までは言及しておらずそれらのいずれもC.A.D.には不十分であり、またジャーナル軸受についてのこれらの解析は案内面などの平面スラスト軸受には適用できない。
そのままでは
い。

そこで本章は、静圧軸受システムと流体潤滑作用を受ける軸受システムと流体供給システムの相互作用という観点から、実際の複雑な構造とした直線運動形の静圧案内面の解析に適用できるように、テーブルの浮きより変動を3自由度に、またポケットの数と複数も、た任意の形状の直線運動型案内面に対して6自由度のテーブルの運動を定量的に解析する方法を示し、本章以下の基礎理論ならびに静圧案内面の動特性を考慮したC.A.D.の基礎とする。

2.2 記号

A : 面積 領域

A_p : 受圧面積

B, L : テーブル寸法

C : 領域の境界線

C_o : 外部境界線

g : 重力加速度

h, h_x, h_z, h_m : すきま (図2.1参照)

M : 力のモーメント

P : 圧力

P_m : 平均面圧 ($= W_o / A_p$)

Q : 流量

t : 時間

V : 流体の占る体積

W : 流体膜の全圧

W_o : テーブルの自重

x, y, z : 直角座標 (図2.1参照)

x_i, z_i : i 番目のポケットの図2.1の座標

X, Y, Z : テーブル運動の基準座標系

X_ψ, Y_ψ, Z_ψ : 受圧面局所座標系原点の座標

$\Delta\psi$: 基準座標系に対する受圧面の回転角(図2.6参照)

δ_{ij} : クロネッカーのデルタ

Δ : 基準値からの微小変化量

μ : 作動流体の粘性係数

ρ : 流体の密度

無次元量

a : 無次元面積($= A/A_p$), または無次元領域

$\bar{c}$: 無次元領域における境界線

$$\bar{h} = h/h_m$$

$$k_x = h_x/h_m$$

$$k_z = h_z/h_m$$

$\bar{p}$: 無次元圧力 (式(2.4)~(2.7)参照)

$\varepsilon, \chi_x, \chi_z$: 無次元変位 ($= (h_{mz} - h_m)/h_{m0}, h_x/h_{m0}, h_z/h_{m0}$)

λ : 形状係数

$$\bar{\mu} = \mu/\mu_0$$

$$\sigma = \sqrt{L/B}$$

マトリックス

$\{ \}$: 例ベクトル

$[]$: マトリックス

$^t[]$: 転置マトリックス

$[]^{-1}$: 逆マトリックス

$[A]$: 形状係数のマトリックス

$[]_k = \left(\frac{\partial}{\partial k} [] \right)_{k_x = k_z = 0}$

$[]_0 = []_{k_x = k_z = 0}$

$\{f\}$: 流体膜カベクトル

$\{F\}$: テーブルに作用する外力ベクトル

$\{G\}$: 変位ベクトル

$[H]$: 圧力流体の供給管路系の流体アドミタンス

$[I]$: テーブルの慣性テンソル

$\{M\}$: 外力のモーメント

$\{P\}$: テーブル上の点 P の位置ベクトル

$\{R_p\}$: テーブル上の点 P における変位ベクトル

添字

e : 外力

i, j : 序数

l : ランド部における値

o : 基準値

r_2 : え番目のポケットにおける値

ψ : すべり面の番号

2.3 流体膜作用の形状係数による表示

2.3.1 仮定

本解析においては
作動流体として液体
を考え、以下の仮定を
おく。

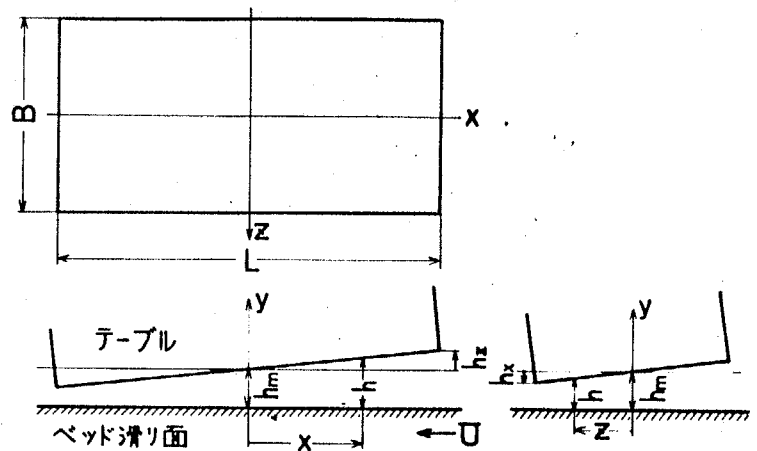


図2.1 座標系、

(i) ランド部領域 A_L (ポケット部 A_P と除いた微小すき間部分) では作動流体の圧縮性が無視できる。したがって図2.1に示す直角座標系において次に示すレイノルズ方程式が成立する。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = -6U \frac{\partial h}{\partial x} + 12 \frac{\partial h}{\partial t} \quad \dots\dots (2.1)$$

(ii) テーブルの弾性変形, 熱変形の影響および表面あらかなどの局所的な影響を無視する。したがって式(2.1)におけるすきま h は次式で表わされるものとする(図2.1参照)。

$$h = h_m + \frac{h_z}{L/2} x + \frac{h_x}{B/2} z \quad \dots\dots\dots (2.2)$$

(iii) ポケット内部では圧力一様とする, したがって i 番目のポケット部の圧力を P_{ri} とすれば,

$$P = P_{ri} : (x, z) \in A_{ri} \quad (i = 1 \dots\dots, n)$$

(iv) ランド部領域 A_L の境界 (断面急変部) における圧力損失を無視する。またランド部入口の助走区間の影響を無視する。したがって式 (2.1) の境界条件は、

$$P = P_{ri} : (x, z) \in C_i$$

$$P = 0 : (x, z) \in C_0$$

2.3.2 圧力分布

式 (2.2) より式 (2.1) の右辺は次のようになる。

$$-1/2 \left(\frac{dh_m}{dt} - \frac{hz}{L} U \right) + 1/2 \frac{dh_z}{dt} \frac{x}{L/2} + 1/2 \frac{dh_x}{dt} \frac{z}{B/2}$$

したがって、レイノルズ方程式 (2.1) が圧力 P に関して線型であることを考慮すれば、圧力 P は次のように表わすことができる。(付録1 参照)

$$P = \sum_i P_{ri} \bar{P}_i + \frac{\mu_0 A_p}{h_m^3} \left\{ \left(\frac{dh_m}{dt} - \frac{hz}{L} U \right) \bar{P}_y + \frac{dh_z}{dt} \bar{P}_z + \frac{dh_x}{dt} \bar{P}_x \right\} \dots (2.3)$$

ここに、 A_p はテーブル受圧面積、 μ_0 は作動流体の基準粘性係数であり、また $\bar{P}_i$, $\bar{P}_y$, $\bar{P}_z$, $\bar{P}_x$ は以下に示す無次元の偏微分方程式ならびに境界条件と満足する解である。

$$\left. \begin{aligned} \bar{\nabla}[\bar{P}_i] &= 0 : \bar{P} \in \bar{A}_i \\ \bar{P}_i &= \delta_{ij} : \bar{P} \in \sum_{j=0}^n \bar{C}_j \quad (i=1, \dots, n) \end{aligned} \right\} \dots (2.4)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{\nabla}[\bar{P}_y] &= -1/2 : \bar{P} \in \bar{A}_1 \\ \bar{P}_y &= 0 : \bar{P} \in \bar{C} \end{aligned} \right\} \dots (2.5)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{R}[\bar{p}_z] &= 24 \frac{1}{\sigma} \bar{x} : \bar{p} \in \bar{A}_k \\ \bar{p}_z &= 0 : \bar{p} \in \bar{C} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.6)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{R}[\bar{p}_x] &= 24 \frac{1}{\sigma} \bar{z} : \bar{p} \in \bar{A}_k \\ \bar{p}_x &= 0 : \bar{p} \in \bar{C} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.7)$$

ここに、微分演算子 $\bar{R}$ は

$$\bar{R} \equiv \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\frac{\bar{h}^3}{\bar{\mu}} \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\frac{\bar{h}^3}{\bar{\mu}} \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \right)$$

であり、 $\bar{x} = x/\sqrt{Ap}$ 、 $\bar{z} = z/\sqrt{Ap}$ 、 $\sigma = \sqrt{B/L}$ 、 $\bar{\mu} = \mu/\mu_0$ 、 $\bar{h} = h/h_m$ 、

$\bar{p} = (\bar{x}, \bar{z})$ は無次元領域の点、 $\bar{A}_k$ は無次元ランド部領域、

$\bar{C}_i$ は $\bar{A}_k$ の境界線 ($i=0$ は外周、 $i \neq 0$ は i 番目のポケット領域との境界線)、 $\bar{C} = \sum_{i=0}^m \bar{C}_i$ である。

また、無次元すきま $\bar{h}$ は式 (2.2) より次のようになる。

$$\bar{h} = 1 + \frac{2}{\sigma} k_x \bar{x} + 2\sigma k_z \bar{z} \dots\dots\dots (2.8)$$

ここに、 $k_x = h_x/h_m$ 、 $k_z = h_z/h_m$ であり、ここでは傾き率と呼ぶ。

傾き率 k_x 、 k_z は $\bar{h} \geq 0$ より次の範囲になければならない。

$$|k_x| + |k_z| \leq 1 \dots\dots\dots (2.9)$$

2.3.3 ポケット室における流量

i 番目のポケット面積 A_{ri} と仮想すき間 h で囲まれた体積 V_{ri} における連続の式は、流体の密度を ρ 、領域 V_{ri} の流入および

が流出流量とそれぞれ Q_{ri} , Q_{ei} とすれば次のようになる。

(図2.2参照)

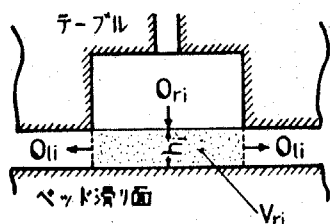
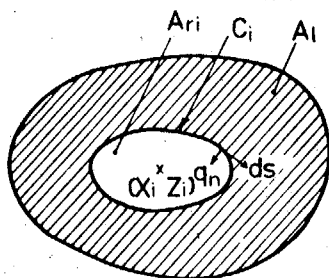


図2.2



$$\rho(Q_{ri} - Q_{ei}) = \frac{d}{dt}(\rho V_{ri}) \approx \rho \frac{dV_{ri}}{dt} = \rho \frac{d}{dt} \iint_{A_{ri}} h dx dz \dots (2.10)$$

式(2.2)より

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \iint_{A_{ri}} h dx dz &= \frac{d}{dt} \iint_{A_{ri}} \left(h_m + \frac{h_z}{L/2} x + \frac{h_x}{B/2} z \right) dx dz \\ &= A_{ri} \left(\frac{dh_m}{dt} + \frac{x_i}{L/2} \cdot \frac{dh_z}{dt} + \frac{z_i}{B/2} \cdot \frac{dh_x}{dt} \right) \dots (2.11) \end{aligned}$$

ここに、座標点 (x_i, z_i) は領域 A_{ri} の圆心の座標である。ところで、ポケット部からランド部に流れる流量 Q_{ei} は、仮定(iii)より、ランド部入口の助走区間の影響を無視し、図2.2に示すように、 n 個のポケット部の境界線 C における法線方向、 s は曲線 C_i の線分長さ、 g は $x-z$ 平面における単位巾当りの流量とすれば、

$$Q_{ei} = -\oint_{C_i} g_m ds = \oint_{C_i} (g_x dz - g_z dx)$$

ここに

$$g_x = -\frac{1}{12} \frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{h}{2} U, \quad g_z = -\frac{1}{12} \frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z}$$

したが、

$$Q_{ei} = -\frac{1}{12} f_{ci} \frac{\hbar^3}{\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial x} dz - \frac{\partial p}{\partial z} dx \right) - f_{ci} \frac{\hbar}{2} U dz$$

上式の右辺第2項はガウスの定理より、

$$f_{ci} \frac{\hbar}{2} U dz = \frac{U}{2} \iint A_{ri} \frac{\partial \hbar}{\partial x} dx dz = \frac{\hbar^2}{2} U A_{ri}$$

であるから、その右辺第1項に式(2.3)を代入すれば、

$$\begin{aligned} Q_{ei} = & \sum_{j=1}^n P_{xj} \left\{ -\frac{1}{12} f_{ci} \frac{\hbar^3}{\mu} \left(\frac{\partial \bar{p}_j}{\partial x} dz - \frac{\partial \bar{p}_j}{\partial z} dx \right) \right\} \\ & + \frac{\mu_0 A_p}{\hbar m^2} \left\{ \left(\frac{\hbar^2}{L} U - \frac{d\hbar_m}{dt} \right) \left\{ -\frac{1}{12} f_{ci} \frac{\hbar^3}{\mu} \left(\frac{\partial \bar{p}_j}{\partial x} dz - \frac{\partial \bar{p}_j}{\partial z} dx \right) \right\} \right. \\ & + \frac{d\hbar_z}{dt} \left\{ -\frac{1}{12} f_{ci} \frac{\hbar^3}{\mu} \left(\frac{\partial \bar{p}_x}{\partial x} dz - \frac{\partial \bar{p}_z}{\partial z} dx \right) \right\} \\ & \left. + \frac{d\hbar_x}{dt} \left\{ -\frac{1}{12} f_{ci} \frac{\hbar^3}{\mu} \left(\frac{\partial \bar{p}_x}{\partial x} dz - \frac{\partial \bar{p}_z}{\partial z} dx \right) \right\} \right\} - \frac{\hbar^2}{L} U A_{ri} \end{aligned}$$

上式を x, z, μ の無次元量を用いて書き換え

$$\lambda_{ij}^* = -\frac{1}{12} f_{ci} \frac{\hbar^3}{\mu} \left(\frac{\partial \bar{p}_j}{\partial \bar{x}} d\bar{z} - \frac{\partial \bar{p}_j}{\partial \bar{z}} d\bar{x} \right) \quad (j=1, \dots, n, y, z, x)$$

とすれば、

$$\begin{aligned} Q_{ei} = & \frac{\hbar^3 m}{\mu} \sum_{j=1}^n P_{rj} \lambda_{ij}^* + A_p \left\{ \lambda_{ij}^* \left(\frac{d\hbar_m}{dt} - \frac{\hbar^2}{L} U \right) + \lambda_{iz}^* \frac{d\hbar_z}{dt} \right. \\ & \left. + \lambda_{ix}^* \frac{d\hbar_x}{dt} \right\} - \frac{\hbar^2}{L} U A_{ri} \quad \dots \dots \dots (2.12) \end{aligned}$$

ここに、

$$\begin{aligned} \lambda_{ij}^* = & -\frac{1}{12} f_{ci} \frac{\hbar^3}{\mu} \left(\frac{\partial \bar{p}_j}{\partial \bar{x}} d\bar{z} - \frac{\partial \bar{p}_j}{\partial \bar{z}} d\bar{x} \right) \\ & (i=1, \dots, n, \quad j=1, \dots, n, y, x, z) \quad \dots \dots \dots (2.13) \end{aligned}$$

式(2.10) ~ (2.13)より

$$Q_{ri} = \frac{\hbar^3 m}{\mu_0} \sum_{j=1}^n P_{rj} \lambda_{ij} + A_p \left\{ \lambda_{iy} \left(\frac{d\hbar_m}{dt} - \frac{\hbar^2}{L} U \right) + \lambda_{iz} \frac{d\hbar_z}{dt} + \lambda_{ix} \frac{d\hbar_x}{dt} \right\} \quad \dots \dots (2.14)$$

ここに, $\bar{A}ri = A_{ri}/A_p$ として,

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{ij} &= \lambda_{ij}^*, \quad \lambda_{iy} = \lambda_{iy}^* + \bar{A}ri, \quad \lambda_{iz} = \lambda_{iz}^* + \frac{x_i}{L_2} \bar{A}ri, \\ \lambda_{ix} &= \lambda_{ix}^* + \frac{z_i}{B_2} \bar{A}ri, \quad (i, j = 1, \dots, n) \end{aligned} \right\} \quad (2.15)$$

式(2.15)で定義される λ_{ij} は傾き率 k_x, k_z および軸受形状のみで決定される。このように傾き率と軸受形状だけで決まる無次元数を一般に形状係数と呼び、特に, λ_{ij} ($i=1, \dots, n$, $j=1, \dots, n, y, z, x$) は流量に関係した形状係数であるから, 「軸受流量係数」と呼ぶ。

2.3.4 流体膜による力

油膜圧力による負荷能力 W , 圧力分布による z 軸, x 軸まわりの力のモーメントをそれぞれ M_z, M_x とすれば, 仮定(iii)より次のように書ける

$$W = \iint_{A_R} p dx dz + \sum_i A_{ri} P_{ri} \quad \text{-----} \quad (2.16)$$

$$M_z = \iint_{A_R} x p_x dx dz + \sum_i A_{ri} P_{ri} x_i \quad \text{-----} \quad (2.17)$$

$$M_x = \iint_{A_R} z p_z dx dz + \sum_i A_{ri} P_{ri} z_i \quad \text{-----} \quad (2.18)$$

したが, 式(2.16)~(2.18)に式(2.3)を代入すれば以下のようになる。

$$W = A_p \left[\sum_{i=1}^n P_{ri} \lambda_{yi} + \frac{\mu_o A_p}{h_m} \left\{ \lambda_{yy} \left(\frac{dh_m}{dt} - \frac{h_m}{L_2} U \right) + \lambda_{yz} \frac{dh_z}{dt} + \lambda_{yx} \frac{dh_x}{dt} \right\} \right] \quad \text{---} \quad (2.19)$$

$$M_z = \frac{L}{2} A_P \left[\sum_{i=1}^n P_{ri} \lambda_{zi} + \frac{\mu_0 A_P}{h_{zm}} \left\{ \lambda_{zy} \left(\frac{dh_m}{dt} - \frac{h_z}{L} U \right) + \lambda_{zz} \frac{dh_z}{dt} + \lambda_{zx} \frac{dh_x}{dt} \right\} \right] \quad \text{----- (2.20)}$$

$$M_x = \frac{B}{2} A_P \left[\sum_{i=1}^n P_{ri} \lambda_{xi} + \frac{\mu_0 A_P}{h_{zm}} \left\{ \lambda_{xy} \left(\frac{dh_m}{dt} - \frac{h_z}{L} U \right) + \lambda_{xz} \frac{dh_z}{dt} + \lambda_{xx} \frac{dh_x}{dt} \right\} \right] \quad \text{----- (2.21)}$$

よって

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{yi} &= \lambda_{yi}^* + \bar{A}_{ri}, \quad \lambda_{zi} = \lambda_{zi}^* + \frac{x_i}{L_2} \bar{A}_{ri}, \quad \lambda_{xi} = \lambda_{xi}^* + \frac{z_i}{B_2} \bar{A}_{ri}, \\ \lambda_{yi}^* &= \iint_{a_i} \bar{P}_i d\bar{x} d\bar{z}, \quad \lambda_{zi}^* = \frac{2}{a_i} \iint_{a_i} \bar{P}_i \bar{x} d\bar{x} d\bar{z}, \quad \lambda_{xi}^* = \frac{2}{a_i} \iint_{a_i} \bar{P}_i \bar{z} d\bar{x} d\bar{z}, \\ (i=1, \dots, n) \quad \lambda_{ij} &= \lambda_{ij}^* \quad (i, j = y, z, x) \end{aligned} \right\} \quad \text{----- (2.22)}$$

式(2.22)で定義される $\lambda_{ij} (i=y, z, x)$ は $\lambda_{ij} (i=1, \dots, n)$ と同様傾き率 h_x, h_z なら U に軸受形状で決まる形状係数で λ_{yi} は「荷重係数」, λ_{zi} および λ_{xi} は「モメント係数」と呼ぶことにする。

2.3.5 形状係数の性質

前節までにおいて流体膜作用による流量，流体膜の力およびモーメントを形状係数によって表現したが以上の式(2.14)，(2.19)～(2.21) はまとめて次のような形状係数を要素とした行列の形に書くことができる。

$$\begin{bmatrix} \frac{\mu_0}{h_m^3} Q_{r1} \\ \vdots \\ \frac{\mu_0}{h_m^3} Q_{rn} \\ \hline W/A_p \\ M_z/LA_p \\ M_x/BA_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda_{11} \cdots \lambda_{1n} & \lambda_{1y} \lambda_{1z} \lambda_{1x} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \lambda_{ni} & \lambda_{nn} & \lambda_{ny} \lambda_{nz} \lambda_{nx} \\ \hline \lambda_{y1} \cdots \lambda_{yn} & \lambda_{yy} \lambda_{yz} \lambda_{yx} \\ \lambda_{z1} \cdots \lambda_{zn} & \lambda_{zy} \lambda_{zz} \lambda_{zx} \\ \lambda_{x1} \cdots \lambda_{xn} & \lambda_{xy} \lambda_{xz} \lambda_{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_{r1} \\ \vdots \\ p_{rn} \\ \hline \frac{\mu_0 A_p}{h_m^3} \left(\frac{dh_m}{dt} - \frac{h_z}{L} \right) \\ \frac{\mu_0 A_p}{h_m^3} \frac{dh_z}{dt} \\ \frac{\mu_0 A_p}{h_m^3} \frac{dh_x}{dt} \end{bmatrix} \quad \dots (2.23)$$

一点破線で分けられる部分行列を用いれば，

$$\begin{bmatrix} \frac{\mu_0}{h_m^3} \{Q_r\} \\ \hline \frac{1}{A_p} \{f\} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ \hline A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{p_r\} \\ \hline \frac{\mu_0 A_p}{h_m^3} \{v\} \end{bmatrix} \quad \dots (2.24)$$

ここに，

$$\{Q_r\} = \begin{Bmatrix} Q_{r1} \\ \vdots \\ Q_{rn} \end{Bmatrix}, \quad \{f\} = \begin{Bmatrix} W \\ M_z/L \\ M_x/B \end{Bmatrix}$$

$$\{p_r\} = \begin{Bmatrix} p_{r1} \\ \vdots \\ p_{rn} \end{Bmatrix}, \quad \{v\} = \begin{Bmatrix} \frac{h_z}{L} V - \frac{dh_m}{dt} \\ \frac{dh_z}{dt} \\ \frac{dh_z}{dt} \end{Bmatrix}$$

ここで，形状係数の間には次のような重要な性質がある。

$$(1) [A_{12}] = {}^t[A_{21}] \quad (2.25)$$

上式は動圧作用 $\{v\}$ による軸受流量係数 $[A_{12}]$ が静圧 $\{p_r\}$ による荷重及びモーメント係数 $[A_{21}]$ に等しいことを意味する。

$$(2) [A_{22}] = {}^t[A_{22}] \quad (2.26)$$

上式は，例えば，速度 v_z によ，て生じる力 f_y の係数 λ_{yz} と速度 v_y によ，て生じる力 f_z の係数が互に等しいことを示す。①即ち速度の連成項が等しく，従，て減衰係数において相反性が成立することとを意味する。

(3) 流量の連続の条件より軸受流量係数 λ_{ij} ($i=1, \dots, n$), $j=1, \dots, n, y, z, x$) の間には次の関係が成立する。

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^n \lambda_{ij} &= \lambda_{oj}^* \quad (j=1, \dots, n, z, x) \\ \sum_{i=1}^n \lambda_{iy} &= 1 - \lambda_{oy}^* \end{aligned} \right\} \quad (2.27)$$

上式の形状係数における関係式は，受圧面の形状，すまの傾き，位置による粘度変化に関係なく成立するので，数値計

算の検算に使用したり，或は計算量をへらすことが出来る。

一つの受圧面に対して， n 個のポケットともし場合，基本的には $3(n+1)$ 個の形状係数の計算を省略でき，実際にはポケット位置の対称性があるのでさらに少なくてすむ。

なお，式(2.25)，(2.26)の証明は付録1，式(2.27)は付録2に示す。

2.4 流体供給管路系

式(2.23)から、前述のように、 $\{Q_r\}$ と $\{P_r\}$ の関係を規定すれば、 $\{Q_r\}$ および $\{P_r\}$ が消去できて流体膜の力 $\{F\}$ は、すまよおよびすまよの変動速度で表わすことができ、したがって運動方程式と導くことができる。

このように静圧軸受系は流体潤滑作用と流体供給系の相互作用があるところに特色があり、この流体供給系が流体潤滑作用の境界条件と与えるのでその特性が静圧軸受系の特性を左右する。したがって静圧軸受の設計に際しては、パラメーターが非常に多く複雑であるが、その反面融通性があり応用範囲も広い。

2.4.1 流体供給システム $\{Q_r\}$ と $\{P_r\}$ の関係は流体供給システムによって規定されるが、一般には一つの受圧面における $\{Q_r\}$ と $\{P_r\}$ の関係を規定できるとは限らず図2.3(a), (b)に示すように、一つの受圧面における $\{Q_r\}$ と $\{P_r\}$ の関係を規定できる供給システムとできない供給システムに分けて考える必要がある。

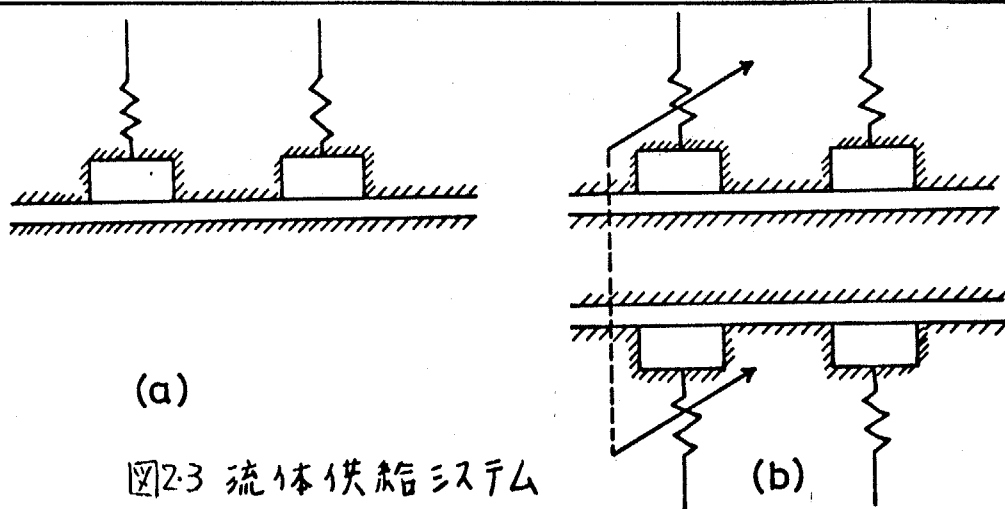


図2-3 流体供給システム

(1) 一つの受圧面における $\{Q_r\}$ と $\{P_r\}$ の関係が規定できる供給システムの場合 この場合, $\{Q_r\}$ と $\{P_r\}$ の関係は線形近似することにより, 一般に, 次のように書き表わすことができる

$$\Delta\{Q_r\} = -[H]\Delta\{P_r\} \quad \dots \quad (2.28)$$

ここに, 行列 $-[H]$ は流体供給管路系の流体アドミタンスである。

流量制御弁, 固定絞り (毛細管, オリフィス) など, 各ポートに独立に供給するシステムの場合には, 流体アドミタンス $[H]$ は対角行列となり,

$$\Delta Q_{ri} = -H_i \Delta P_{ri} \quad \dots \quad (2.28')$$

(2) 供給システムが他の受圧面の供給システムと相互干渉がある場合 このような供給システムは, 例えば図2-3.(b)に示すように対向した受圧面に自動絞り弁を用いた場合にみられ, 一般にベクトル $\{ \}$ と部分行列として, 次のように表わされる。

$$\Delta \begin{Bmatrix} \{Q_r^{y_1}\} \\ \vdots \\ \{Q_r^{y_k}\} \\ \vdots \\ \{Q_r^{y_N}\} \end{Bmatrix} = - \begin{bmatrix} H_{11} & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & H_{NN} \end{bmatrix} \Delta \begin{Bmatrix} \{P_r^{y_1}\} \\ \vdots \\ \{P_r^{y_k}\} \\ \vdots \\ \{P_r^{y_N}\} \end{Bmatrix} \quad \dots (2.29)$$

対向したポケットの供給管路に自動絞り弁が用いられる場合には、

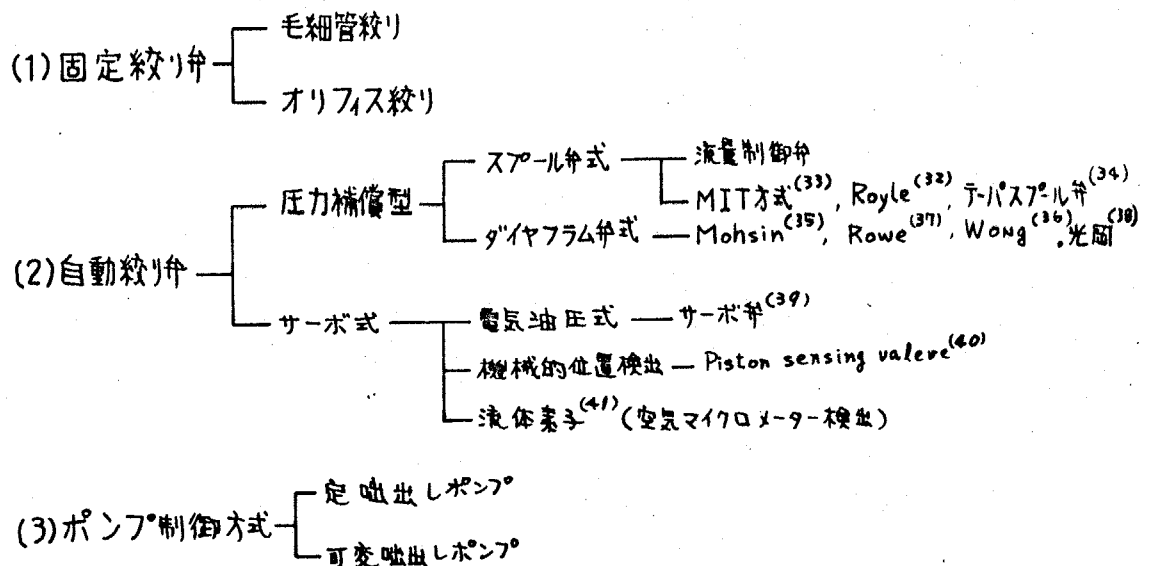
$$\Delta \{Q_r^{y_k}\} = -[H_{kj}] \Delta \{P_r^{y_j}\} \quad \dots (2.29')$$

と表わされ、このようなシステムの場合運動方程式の表示は非常に複雑になって困難である。

なお、本論文では、(1)の供給管路システムについてのみ取り扱う。

2.4.2 流体制御機器 (Restrictor) の種類 従来より静圧軸受に用いられている流体制御機器を表にまとめると次のようになる。

表 2.1



(1) 固定絞り弁 固定絞りは単純な構造なので静圧軸受の基本特性が握み易く、設計が容易なのでよく使用される。

固定絞り弁には毛細管絞りとオリフィス絞りがあり、こゝで言う毛細管絞りは流量が差圧と比例し、粘度に反比例する層流抵抗であり、またオリフィス絞りは流量が差圧の平方根に比例し、粘度には影響されない乱流抵抗である。しかし実際はオリフィス絞りでも流量が小さくなれば層流抵抗に近づくので、流量によつて毛細管絞りからオリフィス絞りの特性へ変化する。また、ニードル弁も実際によく使用されるが、これは作動中に弁の開度は固定されているので固定絞り弁と見なされ、弁の開度と流量によつて毛細管絞りからオリフィス絞りの特性を示す。

(2) 自動絞り弁 圧力、流量変化あるいは変位に対してフィードバック機構によつて弁の抵抗が変化する弁で、フィードバック方式によつて圧力検出による圧力補償型と変位検出によるサーボ型に分類でき、圧力補償型は弁の構造によつてスプール弁方式とダイヤフラム弁方式があり、またサーボ型には電気式変位検出によるサーボ弁方式と機械的変位検出かつフィードバック方式による *servostatic* 方式⁽⁴⁰⁾ などがある。

普通，自動絞り弁は油膜厚さを一定に保つ制御弁と言うが
圧力補償型流量制御弁もフィードバック機構をもった自動絞
り弁である。

これらの自動絞り弁はフィードバック制御機構をもつため
，その特性は複雑であり，静圧軸受の動特性を考えると主
弁の特性が重要な要素となる。

(3) ポンプ制御方式 ポンプから絞り弁を介さずに直接
ポケットに供給する方式で，初期の頃は定流量ポンプの直結
方式がよく用いられたが，複数ポケットの場合各ポケットに
独立に供給しないと剛性がでないのであまり使用されなくな
った。しかし，最近多数の独立した吐出孔をもったポンプ
が開発され，実用化されている。しかし，ポンプの吐出量
を自動的に制御する方式はまだ開発されていないようである。

2.4.3 管路系の圧力と流量の関係 静圧軸受系と油圧
回路としてみると基本的には図2.4に表わすことができ，その
油圧供給管路系の回路素子の特性は，一般に非線形となるこ
とが多いが，本論文では油圧回路素子の特性を線形として取
扱ってよいような(微小)変動量のみと取扱う。

(1) 流体抵抗 ポケット部における静的な圧力 p_0 と流量

Q_r の関係と示す曲線から管路系全体の流体抵抗 R_{Ls} は次式で表まる。

$$R_{Ls} = - \frac{\Delta P_r}{\Delta Q_r} = - \frac{P_{ro}}{Q_{ro}} \frac{1}{\alpha} \quad (2.30)$$

ここで、 ΔP_r 、 ΔQ_r は設定値 P_{ro} 、 Q_{ro} からの変動量であり、また α は図2.4の絞り弁が自動絞り弁ではない場合には、

$$\alpha = \left\{ \begin{array}{l} P_{ro} / (P_s - P_{ro}) \quad (\text{毛細管絞り}) \\ P_{ro} / 2(P_s - P_{ro}) \quad (\text{オリフィス絞り}) \end{array} \right\} \quad (2.31)$$

また流量制御弁（流量一定）の場合は、

$$\alpha = 0 \quad (2.31')$$

(2) 流体インピーダンス⁽⁹⁹⁾ テーブル浮上がリ変動のよう現象がおそい過渡現象の場合、管路の伝達マトリックス T_L は次式で示される。

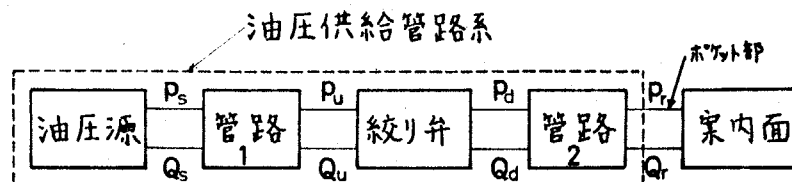


図2.4 静圧案内面の基本油圧回路構成図

$$T_L = \begin{bmatrix} 1 & R_L \\ C_{as} & 1 \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

ここに R_L は管路の流体抵抗, C_a は管路の流体キャパシタンス, s は時間に関するラプラス演算子である。

また, 流体抵抗 R をもつ絞り部の伝達マトリックス T_R は, 次のように表わされる。

$$T_R = \begin{bmatrix} 1 & R_{res} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \dots \quad (2.33)$$

したがって, 図2.4に示される管路系においては, 次の関係が成立する。

$$\begin{bmatrix} \Delta P_s(s) \\ \Delta Q_s(s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & R_{L1} \\ C_{a1}s & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & R_{res} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & R_{L2} \\ C_{a2}s & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta P_r(s) \\ \Delta Q_r(s) \end{bmatrix}$$

ここで油圧源を定圧源とすれば, $\Delta P_s = 0$ より, この管路系の圧力と流量の関係を示す流体インピーダンス $Z(s)$ は次のようになる。

$$Z(s) = \frac{\Delta P_r(s)}{\Delta Q_r(s)} = - \frac{R_{L1} + R_{res} + R_{L2}}{1 + C_{a2}s(R_{L1} + R_{res})}$$

一般に $R_{L1}, R_{L2} \ll R_r$ であり, また

$$R_{L2} = R_{L1} + R_{res} + R_{L2}$$

となるから, $Z(s)$ は次のようになる

$$Z(s) = - \frac{1}{1/R_{L2} + C_{a2}s} = - \frac{1}{(Q_{r0}/P_{r0})d + C_{a2}s} \quad \dots \quad (2.34)$$

ここで $C_a = C_{a2} = V_{L2}\beta_e + V_r\beta$

式(24)より、おそい現象の場合には管路の影響は絞りの下流管路の流体キャパシタンスのみを考慮すればよいことがわかる。

2.5 運動方程式の表示方法

2.5.1 流体膜作用の線型近似式 ここでは供給システ

ムが, (1) の場合だけについて述べる。式(2.24)より

$$\left. \begin{aligned} \frac{\mu_0}{h_m^3} \{Q_r\} &= \{A_{11}\} \{P_r\} + \frac{\mu_0 A_P}{h_m^3} \{A_{21}\} \{v\} \\ \frac{1}{A_P} \{f\} &= \{A_{21}\} \{P_r\} + \frac{\mu_0 A_P}{h_m^3} \{A_{22}\} \{v\} \end{aligned} \right\} \quad (2.24')$$

水平つり合い状態を基準として, 添字 0 で表わせば $h_m = h_{m0}$, $k_x = k_z = 0$, $\{v\}_0 = \{0\}$ となり, 基準値からの微小変動を Δ とすれば, 上式は

$$\frac{\mu_0}{h_m^3} \Delta \{Q_r\} + \Delta \left(\frac{\mu_0}{h_m^3} \right) \{Q_{r0}\} = \{A_{11}\} \Delta \{P_r\} + \Delta \{A_{11}\} \{P_{r0}\} + \frac{\mu_0 A_P}{h_m^3} \{A_{12}\} \{v\}$$

$$\frac{1}{A_P} \Delta \{f\} = \{A_{21}\} \Delta \{P_r\} + \Delta \{A_{21}\} \{P_{r0}\} + \frac{\mu_0 A_P}{h_m^3} \{A_{22}\} \{v\}$$

そこで, 式(2.28)および

$$\frac{\mu_0}{h_{m0}^3} \{Q_{r0}\} = -\{A_{11}\}_0 \{P_{r0}\}$$

の関係をいれれば,

$$\Delta \{P_r\} = -\{B\}^{-1} \left(\frac{1}{h_m^3} \{A_{11}\}_0 - \{A_{11}\} \right) \{P_{r0}\} + \frac{\mu_0 A_P}{h_m^3} \{B\}^{-1} \{A_{12}\} \{v\} \quad \dots (2.25)$$

よって

$$\Delta \{f\} = A_P \left(\{A_{21}\} \{B\}^{-1} \left(\frac{1}{h_m^3} \{A_{11}\}_0 - \{A_{11}\} \right) + \Delta \{A_{21}\} \right) \{P_{r0}\}$$

$$+ \frac{M_0 A_P}{h_m^3} (\{A_{21}\} \{B\}^{-1} \{A_{12}\} + \{A_{22}\}) \{v\} \quad \dots (2.26)$$

とといて、

$$\{B\} = \{A_{11}\} + \frac{M_0 A_P}{h_m^3} \{H\} \quad \dots (2.27)$$

式(2.26)において、 $\varepsilon = -\Delta h_m / h_{m0}$, $\delta_z = \Delta h_z / h_{m0} = h_z / h_{m0} \approx k_z$

$\delta_x = \Delta h_x / h_{m0} = h_x / h_{m0} \approx k_x$ として ε , $\delta_z(k_z)$, $\delta_x(k_x)$ の 2 次

以上の項を無視すれば、次のような ε , δ_z , δ_x の線形近似式が得られる。

$$\begin{aligned} \Delta \{f\} = & A_P (3\{A_{21}\}_0 \{B\}_0^{-1} \{A_{11}\}_0 \varepsilon + (\{A_{21}\}_{k_z} - \{A_{21}\}_0 \{B\}_0^{-1} \{A_{11}\}_{k_z}) \delta_z \\ & + (\{A_{21}\}_{k_x} - \{A_{21}\}_0 \{B\}_0^{-1} \{A_{11}\}_{k_x}) \delta_x) \{P_{r0}\} + \frac{M_0 A_P}{h_m^3} (\{A_{21}\}_0 \{B\}_0^{-1} \{A_{12}\}_0 + \{A_{22}\}_0) \{v\} \quad \dots (2.28) \end{aligned}$$

$$\therefore \text{とに} \quad \{ \quad \}_k = \left(\frac{\partial}{\partial k} \{ \quad \} \right)_{k_z = k_x = 0}$$

2.5.2 カのつりあい式 テーブルの慣性テンソル $\{I\}$

テーブル重心点の変位を $\{G\}$, 重心まわりの回転角を $\{H\}$, テーブル働く流体膜の力およびモーメントをそれぞれ $\{F_f\}$, $\{M_f\}$, 駆動力, 切削力などによる外力および外力モーメントをそれぞれ $\{F_e\}$, $\{M_e\}$ とし, 滑り面の摩擦力を無視すれば, テーブルの運動方程式は、次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{W_0}{g} \frac{d^2}{dt^2} \{ \dot{q} \} &= \Delta \{ F_f \} + \{ F_e \} \\ I \frac{d^2}{dt^2} \{ \ddot{\theta} \} &= \Delta \{ M_f \} + \{ M_e \} \end{aligned} \right\} \dots (2.29)$$

図2.5におけるベクトルの合成より，[T]絡受圧面^{に固定した}局所座標系とテーブルに^{各受圧面}固定した座標系に変換する正規直交行列とすれば，

$$\{ R \} = \{ T \} \{ r \} + \{ R_0 \}$$

流体膜の圧力による力 $\{ F_f \}$ は，局所座標系における流体膜の力を $\{ f \}$ ，モーメントを $\{ m \}$ とすれば，

$$\{ F_f \} = \{ T \} \{ f \}$$

また 力のモーメントは，図2.5より，

$$\begin{aligned} \{ M_f \} &= \{ R \} \times \{ F \} \\ &= (\{ T \} \{ r \}) \times (\{ T \} \{ f^* \}) + \{ R_0 \} \times \{ T \} \{ f^* \} \\ &= {}^t \{ T \} (\{ r \} \times \{ f^* \}) + \{ R_0 \} \times \{ T \} \{ f^* \} \\ &= {}^t \{ T \} \{ m \} + \{ R_0 \} \times \{ T \} \{ f^* \} \end{aligned} \dots (2.30)$$

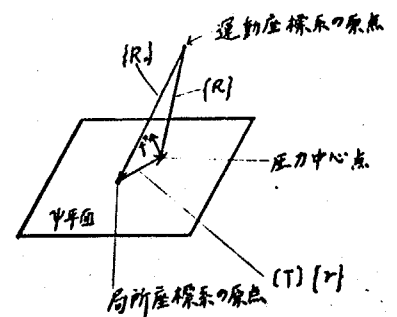


図2.5

ここに

$$\{ f^* \} = \begin{Bmatrix} 0 \\ w \\ 0 \end{Bmatrix}, \quad \{ m \} = \begin{Bmatrix} M_x \\ 0 \\ M_z \end{Bmatrix} \dots (2.31)$$

直線運動型の案内面では，テーブルのすべり方向と各受圧

面でのすべり方向が一致しているから，[T]は次のように書ける。

$$[T] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos d & \sin d \\ 0 & -\sin d & \cos d \end{bmatrix} \quad \dots \dots (2.32)$$

したがって，受圧面の番号を ψ ，テーブルの運動座標系を (X, Y, Z) ，局所座標系の原点の運動座標系における座標を (X_ψ, Y_ψ, Z_ψ) ，運動座標系に対する受圧面の回転角を α_ψ とすれば，流体膜の力およびモーメントの定常値からの変化 $\Delta\{H\}$ ， $\Delta\{M_f\}$ は，各受圧面の流体膜力の合力であるから，次のようになる。

$$\Delta\{F_f\} = \sum_{\psi} \Delta W_{\psi} \begin{Bmatrix} 0 \\ \cos d_{\psi} \\ \sin d_{\psi} \end{Bmatrix}$$

$$\Delta\{M_f\} = \sum_{\psi} \begin{Bmatrix} \Delta M_x \\ -\Delta M_z \sin d_{\psi} \\ \Delta M_z \cos d_{\psi} \end{Bmatrix}$$

$$+ \sum_{\psi} \Delta W_{\psi} \begin{Bmatrix} -(Y_{\psi} \sin d_{\psi} + Z_{\psi} \cos d_{\psi}) \\ X_{\psi} \sin d_{\psi} \\ X_{\psi} \cos d_{\psi} \end{Bmatrix}$$

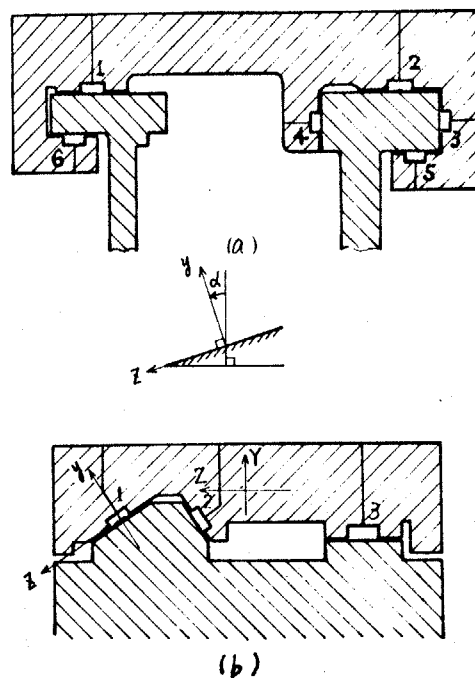


図 2-6

また，油膜厚さとラーブル変位の関係は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 -\Delta(hm)_\psi &= G_Y \cos d\psi - G_Z \sin d\psi + (Z_\psi \cos d\psi + Y_\psi \sin d\psi) \Theta_X \\
 &\quad - (X_\psi \sin d\psi) \Theta_Y - (X_\psi \cos d\psi) \Theta_Z \\
 (h_x)_\psi &= \frac{L_\psi}{2} (\Theta_Y \sin d\psi + \Theta_Z \cos d\psi) \\
 (h_x)_\psi &= \frac{B_\psi}{2} \Theta_X
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} -\Delta(hm)_\psi &= G_Y \cos d\psi - G_Z \sin d\psi + (Z_\psi \cos d\psi + Y_\psi \sin d\psi) \Theta_X \\ &\quad - (X_\psi \sin d\psi) \Theta_Y - (X_\psi \cos d\psi) \Theta_Z \\ (h_x)_\psi &= \frac{L_\psi}{2} (\Theta_Y \sin d\psi + \Theta_Z \cos d\psi) \\ (h_x)_\psi &= \frac{B_\psi}{2} \Theta_X \end{aligned}} \right\} \dots (2.34)$$

なお，ラーブル上の点 P の変位は，重心から点 P に向う位置ベクトルを $\{R_P\}$ とすれば，

$$\{P\} = \{R_P\} \times \{\Theta\} + \{G\} \quad \text{-----} \quad (2.35)$$

2.6 まとめ

本章では直線形静圧案内面の一般解析を展開したが、その結果をまとめると次のとおりである。

(1) 静圧案内面における流体潤滑作用は傾き率と変数とした形状係数を要素としたマトリックスを用いて式(2.23)で表わされる。

(2) したがって、流量、油膜力とポケット圧力、油膜厚さ変動速度の関係を示す形状係数のマトリックス[A]と圧力変化と流量変化の関係を示す供給システムの流体アドミタンス[H]が基本要素となる。

(3) 形状係数の間には、相反性を示す式(2.25), (2.26)の関係が成立する。

(4) 本解析法では、レイノルズ方程式を解くことは形状係数を求めることになるから、運動方程式の解く計算と分離することができるので、複雑な構造の解析に対して厳密性を失わずに比較的簡単に取り扱えるので、静圧案内面のC.A.Dに適した解析法であると言える。

第3章 静圧案内面の基本特性(I. 単-ポケット構造の場合)

3.1 まえがき

前章では複数ポケット構造の静圧案内面の動特性の一般解析法を示したが、この解析法ではまだかなり複雑でありこのまゝでは設計に使用するのは困難である。

そこで前章の解析法を具体化する手始めとして、直線運動形静圧案内面の最も単純なモデルとして、単-ポケットを有する長方形スラスト軸受について、傾きを考慮した上で三次元レイノルズ方程式と緩和法で解くことにより形状係数を計算しその結果を用いて運動方程式を導く。従来の静圧軸受案内面の動特性に関する研究も、ジャーナル軸受の場合の複数ポケットについて若干の研究があるのみでほとんど単-ポケットに限られ、静圧軸受系の等価モデルを設定してそれに対する周波数特性を定性的に求めた Brown⁽⁴⁹⁾の研究、自動制御理論を用いて解析した Wilcock,⁽⁵⁰⁾ Wilcock & Berier⁽⁵¹⁾の研究、種々の制御弁の静圧軸受について用じような定性的解析および実験を行なった Mohsin & Morsi⁽⁵²⁾の研究、前者の解析をより厳密に論じた Böttcher⁽⁵³⁾の研究などがあるが、傾きの影響および運動方程式の係数には言及しておらず、また

Royle ほか⁽³²⁾、森、矢部⁽⁴⁶⁾、Adamo & Shapiro⁽⁴⁸⁾などはスクリーン作用による減衰係数を求めているが運動方程式は導いておらず、減衰係数の傾きの影響には言及していない。

Royle & Raizada⁽²¹⁾は傾きを考慮した解析を行なっているが主にクワビ作用の影響^Bを述べたもので、形状係数に及ぼす傾きの影響^Bを述べたものではない。また Haworth⁽²²⁾は円形静圧スラスト軸受について静圧による荷重係数および流量係数と傾きの関係を計算ならびに実験を行なっているが他の種類の形状係数については述べていない。

したがって、本章で行なう解析は従来の定性的な解析および減衰係数だけを述べた定量的解析の両者と統一的に扱えるものであり、従来の理論より厳密に扱っている。また、従来の研究では軸受条件の影響と管路の圧縮性の影響と系統的に調べていないので、ここではさらにステップ応答と周波数応答に及ぼす絞りの下流管路の圧縮性の影響と種々の軸受条件について系統的に調べる。

なお、他の形のスラスト軸受、たとえば円形スラスト軸受についても本章の結果からその傾向を容易に類推することができる。

3.2 記号

A_e : 有効受圧面積

b, l : ポケット寸法 (図 3.1 参照)

C_a : 絞り下流管路の流体キャパシタンス (圧力変化に対する体積変化)

d : オリフィスの内径

f : 加振周波数

h_d : テーブルの傾き変化 (図 3.1 参照)

I_z : z 軸まわりの慣性モーメント

k_c : 圧縮剛性 = A_e^2 / C_a

k_s : 油膜静剛性 = $-\partial W / \partial h$

l_p : ビニール管の長さ

s : 時間 t に関するラプラス演算子

T_{hb} : 静圧案内面における特性時間 = $A_p \mu_r / h m o^2 p_m$

W_o : テーブルの自重

ω : 円振動数

無次元量

$\bar{k}$: 無次元油膜静剛性 = $k / (W_s / h_s)$

$\bar{h}$: 傾き率 = h_d / h_m

w_e, m_e : 無次元外力 = $W_e / W_0, M_e / (L/2) W_0$

0_s : オバーシュート率

$\bar{p}_r = p_r / p_{r0}$

$\bar{Q}_r = Q_r / Q_{r0}$

$\bar{S}$: $\bar{t}$ に関するラプラス演算子

$\bar{t}$: 無次元時間 = t / T_{hb}

T_c : 剛性比

u : 無次元すべり速度 = $U T_{hb} / h_{m0}$

β : 圧力比 = p_r / p_s

γ : 無次元テーブル質量 = $h_{m0} / g T_{hb}^2$

η : 動力係数

$\theta = I_z / (L/2)^2 W_0$

: 減衰比

κ : 無次元流体キャパシタンス = $C_a W / A p^2 h_{m0}$

Λ_{ij} : $k=0$ のときの λ_{ij}

$\Lambda'_{ij} = (d\lambda_{ij}/dk)_{k=0}$

$\bar{\mu}$: 無次元粘性係数 = μ / μ_r

$\Phi = \Lambda_{12} \Lambda_{21} / \Lambda_{11} = \Lambda_{21}^2 / \Lambda_{11}$

$\bar{\omega}$: 無次元円振動数 = ωT_{hb}

添字

d : 変動値

d_0 : 静荷重に対する静的変化

e : 外力

i, j : 序数

l : ランド部における値

L : 管路

0 : 基準値

r : ポケット部における値

s : 油圧源または静的な値

3.3 理論解析

テーブルはどちらに傾いても本質的な特性は同じであるから、ここでは図3.1に示すように、 z 方向には傾かないとする。第2章より単一ポケットの場合の流量、油膜力、油膜力のモーメントとポケット圧力、油膜厚さの各変動速度の関係は次のように書ける。

$$\begin{bmatrix} \frac{\mu_0}{h_m^3} Q_r \\ W/A_p \\ M/LA_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda_{11} & \lambda_{12} & \lambda_{13} \\ \lambda_{21} & \lambda_{22} & \lambda_{23} \\ \lambda_{31} & \lambda_{32} & \lambda_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_r \\ \frac{\mu_0 h_r}{h_m^3} \left(\frac{dh_m}{dt} - \frac{h_r dU}{L} \right) \\ \frac{\mu_0 h_r}{h_m^3} \frac{dh_r}{dt} \end{bmatrix} \dots (3.1)$$

ただし、添字2,3はそれぞれ第2章における y, z に相当する。

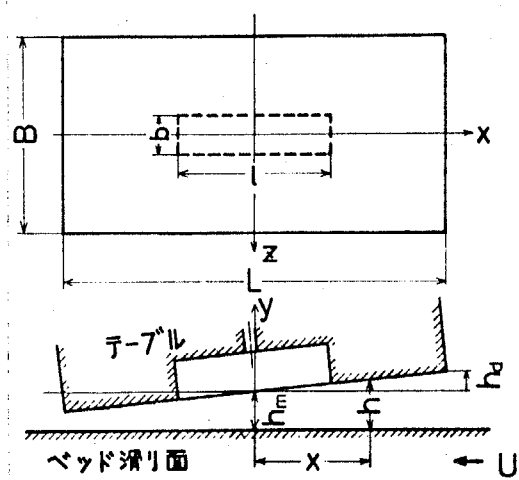


図3.1

3.3.1 形状係数の計算 上式と P_r と Q_r の関係より運動を解析できるが、運動方程式を導く前に運動方程式の重要因子である形状係数の特性を検討する必要がある。形状係数は式(2.1)満足する無次元圧力分布 $\bar{p}_1, \bar{p}_2, \bar{p}_3$ より求まるので、 $\bar{p}_j (j=1, 2, 3)$ を次のような方法で求めた。

式(2.1)緩和法により傾き率 ε を0~1と変えて求めた。本計算では、図3.1に示すような長方形でしかも $L-l=B-b$ すなわちランド幅が一定である案内面について、 $\mu=1$ 、差分間隔

を $1/40\sigma$ としている。計算の終りは剰余の絶対値の総和が差分近似するために生じる差分間隔の四乗のオーダーの誤差の総和以下になつたときとした。

なお、最も収束が速くなるような加速係数は $k=0$ かつ $b/B \leq 0.6$ の条件のもとでは寸法比 L/B , b/B に関係なく 1.72 であった。

以上のようにして求めた無次元圧力分布より形状係数を算出した結果を以下に述べる。

(i) 軸受流量係数 λ_{ij} 式(2.13)における微分計算は4点則の差分式⁽⁹⁷⁾を用い、1周積分はシンプソンの公式を用いて求めた。 λ_{ij} の計算例を図3.2に示す。

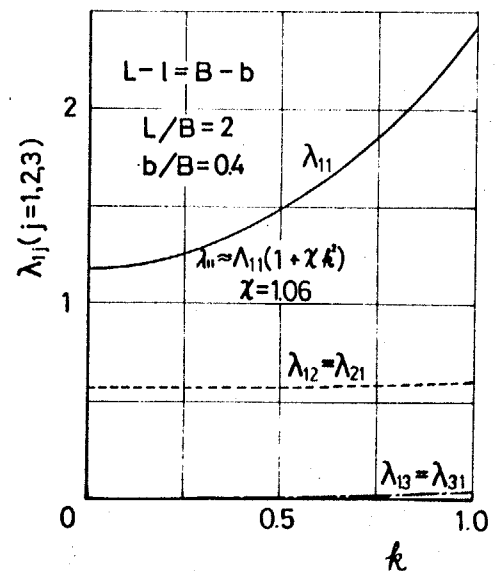


図3.2 軸受流量係数

(ii) 荷重係数 λ_{2j} およびモーメント係数 λ_{3j} 式(2.22)よりシンプソンの公式を二重に用

いて求めた λ_{2j} , λ_{3j} の計算例をそれぞれ図3.3, 3.4に示す。

図3.5, ~ 3.10 は種々の寸法比 L/B , b/B に対する $\Lambda_{ij} = (\lambda_{ij})_{k=0}$, $\Lambda'_{ij} = (d\lambda_{ij}/dk)_{k=0}$ すなわち $k=0$ のときの形状係数の計算結果である。

これらの計算結果より実用上考えられる $L/B, b/B$ の範囲では次のことがわかる。

(1) $\lambda_{ij} = \lambda_{ji} (i, j = 1, 2, 3)$. なおこの関係は付録1に示すように解析的に導くことが出来る。

(2) $\lambda_{11} \approx \Lambda_{11}(1 + \chi k^2)$. ただし χ は形状だけで定まる定数であり, 種々の寸法比 $L/B, b/B$ に対する χ の値を図3.11に示す。

(3) $\lambda_{21} \approx \Lambda_{21}$

(4) $|k| < 0.5$ で $\lambda_{31} \approx \Lambda_{31}k$

(5) $|k| < 0.2$ で $\lambda_{32} \approx \Lambda_{32}k$,

$\lambda_{22} \approx \Lambda_{22}, \lambda_{33} \approx \Lambda_{33}$.

なお以上の数値計算における誤差の検討は付録に示してある。

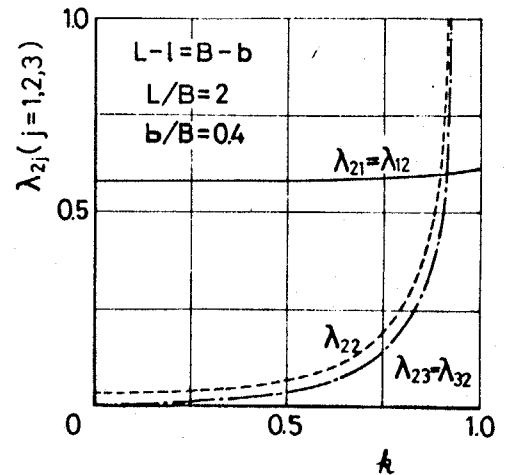


図3.3 荷重係数

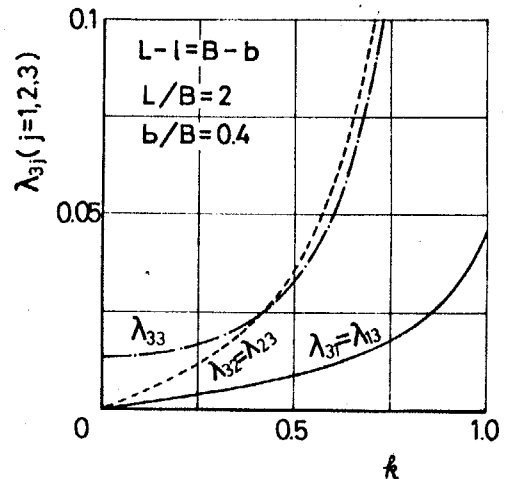


図3.4 モーメント係数

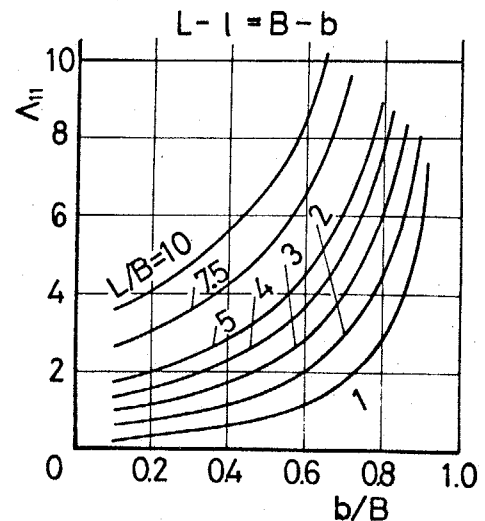
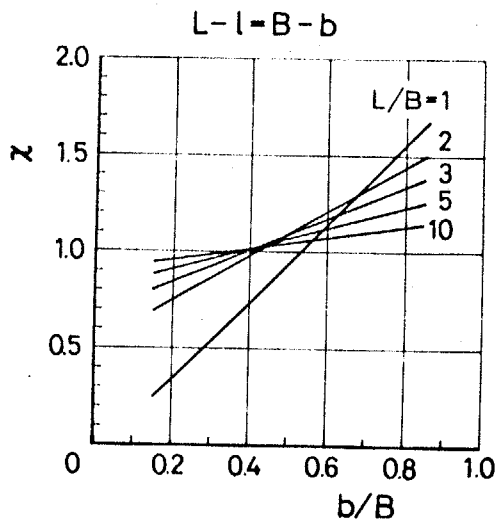
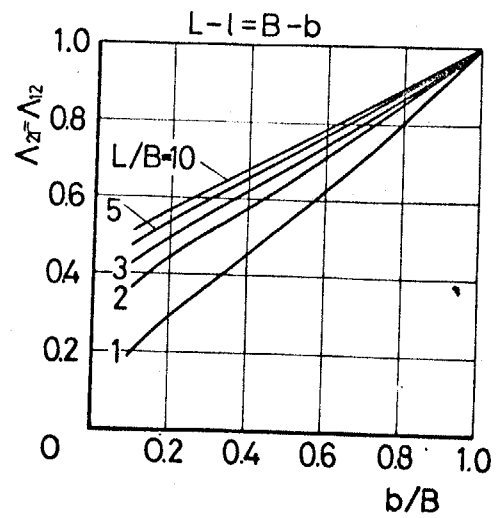
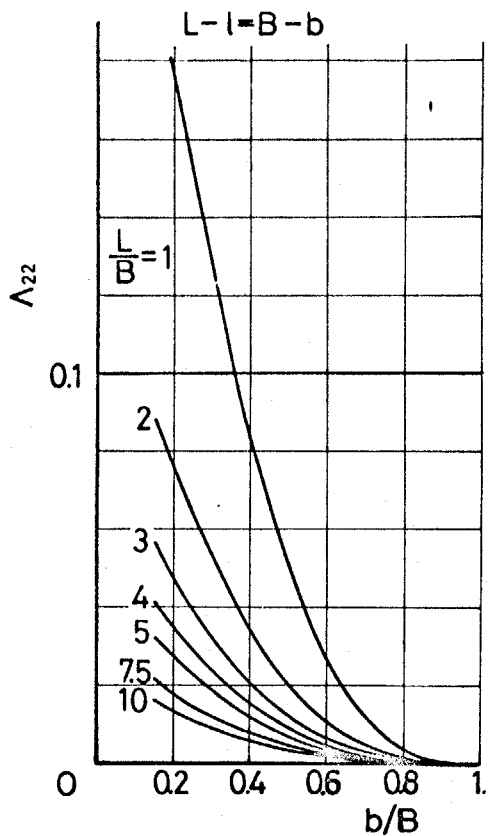
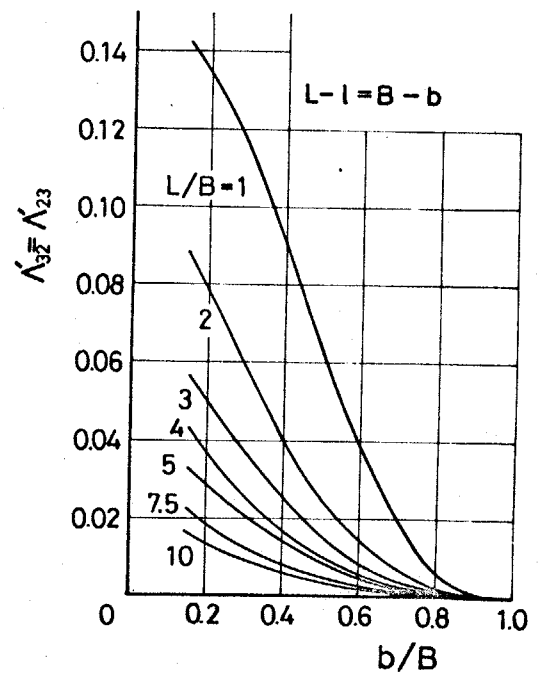


図3.5 Λ_{11}

図3.6 χ 図3.7 $\Lambda_{21} = \Lambda_{12}$ 図3.8 Λ_{22} 図3.9 $\Lambda'_{32} = \Lambda'_{23}$

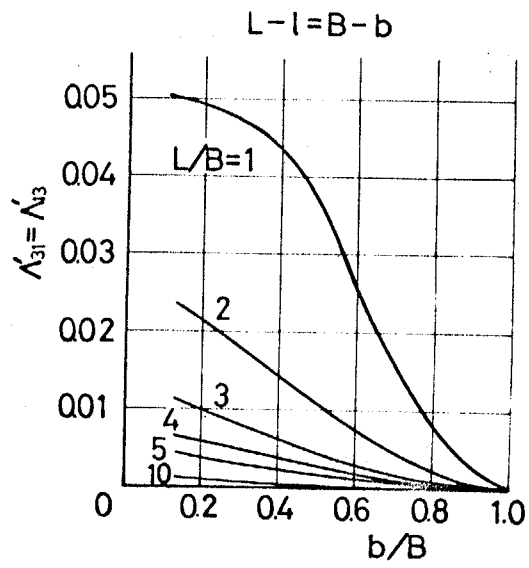


図 3-10

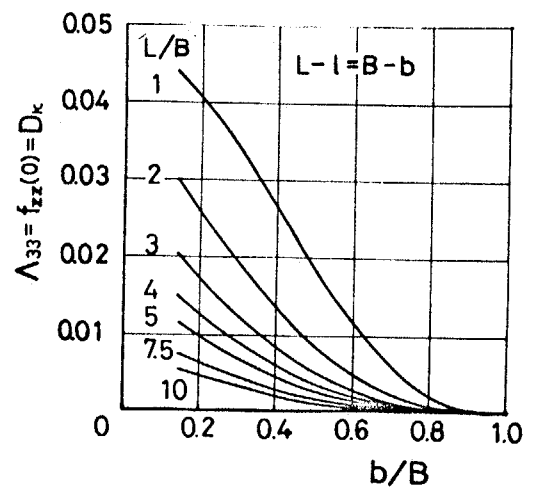
 $\lambda'_{31} = \lambda'_{33}$ 

図 3-11

 λ_{33}

3.3.2 運動方程式 式(3.1)を書き直すと次のようになる。

$$Q_r = \frac{h_m^3}{\mu} p_r \lambda_{11} - A_p \left\{ \left(\frac{h_d}{L} U - \frac{dh_m}{dt} \right) \lambda_{12} + \frac{dh_d}{dt} \lambda_{13} \right\} \quad \text{---- (3.2)}$$

$$W = A_p \left\{ p_r \lambda_{21} + \frac{\mu A_p}{h_m^3} \left\{ \left(\frac{h_d}{L} U - \frac{dh_m}{dt} \right) \lambda_{22} + \frac{dh_d}{dt} \lambda_{23} \right\} \right\} \quad \text{---- (3.3)}$$

$$-M = \frac{L}{2} A_p \left\{ p_r \lambda_{31} + \frac{\mu A_p}{h_m^3} \left\{ \left(\frac{h_d}{L} U - \frac{dh_m}{dt} \right) \lambda_{32} + \frac{dh_d}{dt} \lambda_{33} \right\} \right\} \quad \text{---- (3.4)}$$

力のつりあい式 テーブルに作用する力は油膜圧力による力 W と力のモーメント M ，テーブル自重 W_0 ，駆動力や切削力などによる外力 W_e と外力のモーメント M_e および慣性力である。したがって力のつりあいより

$$W = W_0 + W_e + \frac{W_0}{g} \frac{d^2 h_m}{dt^2} = W_0 \left(1 + w_e + \frac{1}{g} \frac{d^2 h_m}{dt^2} \right) \quad \text{----- (3.5)}$$

ただし式中の W_e は外力の鉛直方向成分を表わし，自重と同じ方向を正としている。

モーメントのつりあいより

$$-M = M_e - I_z \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{h_d}{L/2} \right) = \frac{L}{2} W_0 \left(m_e - \frac{\theta}{g} \frac{d^2 h_d}{dt^2} \right) \quad \text{---- (3.6)}$$

ここで

$$w_e = W_e/W_0, \quad m_e = M_e/(L/2)W_0, \quad \theta = I_z/(L/2)W_0.$$

(1) 流体抵抗だけの管路系の場合 前章の形状係数に関する計算結果より $\lambda_{21}(k) = \Lambda_{21}$ とすると, 式(3.2) ~ (3.6) から式(2.30) の関係を利用して W, M, p_r, Q_r を消去し油膜厚さの初期値と $h_m = h_{m0}, h_d = 0 (k=0)$ とすれば, 次のようなテーブルの浮上がり変動に関する2自由度の運動方程式が得られる。

$$-\frac{W_0}{g} \frac{d^2 h_m}{dt^2} + A_p^z \mu_r \left[\left(\frac{h_d}{L} U - \frac{dh_m}{dt} \right) \left\{ \frac{\lambda_{21}(k) \lambda_{12}(k)}{h_m^3 \lambda_{11}(k) + \alpha h_{m0}^3 \Lambda_{11}} + \frac{\lambda_{22}(k)}{h_m^3} \right\} + \frac{dh_d}{dt} \left\{ \frac{\lambda_{21}(k) \lambda_{13}(k)}{h_m^3 \lambda_{11}(k) + \alpha h_{m0}^3 \Lambda_{11}} + \frac{\lambda_{23}(k)}{h_m^3} \right\} \right] + \frac{h_{m0}^3 \Lambda_{11} - h_m^3 \lambda_{11}(k)}{h_m^3 \lambda_{11}(k) + \alpha h_{m0}^3 \Lambda_{11}} W_0 = W_e \quad \dots (3.7)$$

$$\frac{I_x}{L/Z} \frac{d^2 h_d}{dt^2} + \frac{L}{Z} A_p^z \mu_r \left[\left(\frac{h_d}{L} U - \frac{dh_m}{dt} \right) \left\{ \frac{\lambda_{31}(k) \lambda_{12}(k)}{h_m^3 \lambda_{11}(k) + \alpha h_{m0}^3 \Lambda_{11}} + \frac{\lambda_{32}(k)}{h_m^3} \right\} + \frac{dh_d}{dt} \left\{ \frac{\lambda_{31}(k) \lambda_{13}(k)}{h_m^3 \lambda_{11}(k) + \alpha h_{m0}^3 \Lambda_{11}} + \frac{\lambda_{33}(k)}{h_m^3} \right\} \right] + \frac{(1 + \alpha \Lambda_{11} h_{m0}^3)}{h_m^3 \lambda_{11}(k) + \alpha h_{m0}^3 \Lambda_{11}} \frac{\lambda_{31}(k)}{\Lambda_{21}} = M_e \quad \dots (3.8)$$

$\alpha = 0$ ($Q_r = \text{一定}$) の場合には次のような単純な形になる。

$$-\frac{W_0}{g} \frac{d^2 h_m}{dt^2} + \frac{A_p^z \mu_r}{h_m^3} \left\{ \left(\frac{h_d}{L} U - \frac{dh_m}{dt} \right) f_{yy}(k) + \frac{dh_d}{dt} f_{yz}(k) \right\} + \left(\frac{h_{m0}^3}{h_m^3} f_{ys}(k) - 1 \right) W_0 = W_e \quad \dots (3.7)'$$

$$\frac{I_x}{L/Z} \frac{d^2 h_d}{dt^2} + \frac{L}{Z} \frac{A_p^z \mu_r}{h_m^3} \left\{ \left(\frac{h_d}{L} U - \frac{dh_m}{dt} \right) f_{zy}(k) + \frac{dh_d}{dt} f_{zz}(k) \right\} + \frac{L}{Z} W_0 \frac{h_{m0}^3}{h_m^3} f_{zs}(k) = M_e \quad \dots (3.8)'$$

ここに

$$f_{ys}(k) = \frac{\Lambda_{11}}{\Lambda_{21}} \frac{\lambda_{21}(k)}{\lambda_{11}(k)} \approx \frac{1}{1 + \chi k^2}, f_{yy}(k) = f_{yy}^*(k) + \lambda_{22}(k), f_{yz}(k) = f_{yz}^*(k) + \lambda_{23}(k)$$

$$f_{zs}(k) = \frac{\Lambda_{11}}{\Lambda_{21}} \frac{\lambda_{31}(k)}{\lambda_{11}(k)} \approx \frac{\Lambda'_{21}}{\Lambda_{21}} k \quad (|k| < 0.5), f_{zy}(k) = f_{zy}^*(k) + \lambda_{32}(k),$$

$$f_{zz}(k) = f_{zz}^*(k) + \lambda_{zz}(k), f_{yz}(k) = \frac{\lambda_{z1}(k)\lambda_{yz}(k)}{\lambda_{11}(k)} \approx \frac{\Xi}{1+\chi k^2}, f_{yz}^*(k) = \frac{\lambda_{z1}(k)\lambda_{yz}(k)}{\lambda_{11}(k)}$$

$$f_{zy}^*(k) = \frac{\lambda_{31}(k)\lambda_{yz}(k)}{\lambda_{11}(k)}, f_{zz}^*(k) = \frac{\lambda_{31}(k)\lambda_{zz}(k)}{\lambda_{11}(k)}, \Xi = f_{yy}^*(0) = \frac{\Lambda_{z1}^z}{\Delta_{11}}$$

---- (3.9)

$\lambda_{ij} = \lambda_{ji}$ であるから、次の関係が成立する。

$$f_{yz}^* = f_{zy}^*, f_{yz} = f_{zy} \quad \text{---- (3.10)}$$

これは k_m と k_d に関する 2 自由度の運動において、 k_m に関する運動方程式 (3.7) における速度 dh_d/dt の係数と k_d に関する運動方程式 (3.8) の両辺を $L/2$ で割、た式における $-dh_m/dt$ の係数、すなわち速度に関する連成項が等しいこと、すなわち減衰係数の相反性を示し、式 (3.7)', (3.8)' においても同様の関係が成立している。

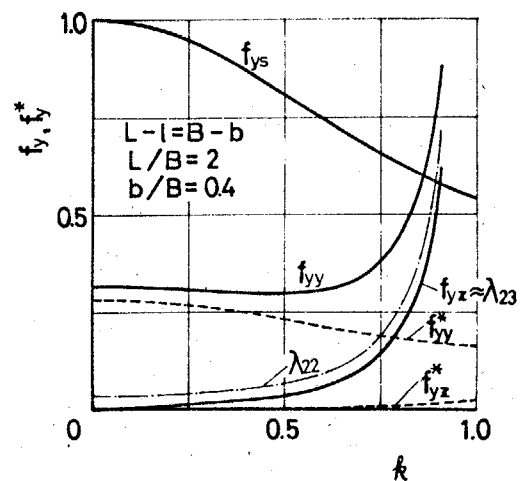


図 3.12

図 3.12 には f_y, f_y^* の計算例を

図 3.13 には f_z, f_z^* の計算例を示

す。また種々の寸法比に対する重および $f_{yy}(0)$ の計算値を図3-14に示す。

なお、以上の運動方程式は非線形常微分方程式であるので、これらの方程式を解くためには、ルンゲ・クッタ法で数値計算するか、あるいは各形状係数と表わす任意関数発生器および乗算器と多数組込んだアナログ電子計算機で求める必要がある。

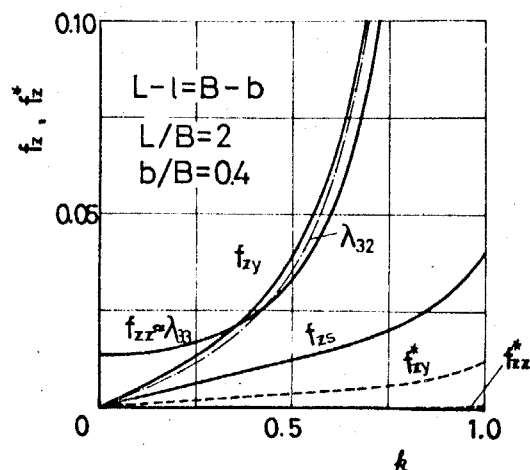
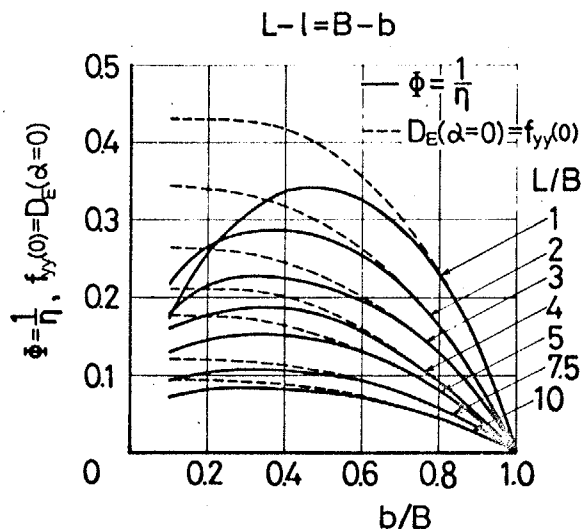


図3-13

図3-14 $\Phi = \frac{1}{\eta}, f_{yy}(0) = D_E(\alpha=0)$

(2) 一般の流体インピーダンスをもつ管路系の場合 この場合には、運動方程式は前節式(3.7), (3.8) のような2階の非線形常微分方程式に書き表わせないで、以下に示すように、無次元線形近似により運動方程式を伝達関数の形で求める。

式(3.2), (3.3), (3.4)をそれぞれ

$$Q_{r0} = h_{m0}^3 p_{r0} \Delta_{11} / \mu_r$$

$$W_0 = A_p p_{r0} \Delta_{21} = A_p p_m \quad (p_m = W_0 / A_p = p_{r0} \Delta_{21})$$

$$W_0 L/2 = (L/2) A_p p_{r0} \Delta_{21} = (L/2) A_p p_m$$

で割ると

$$\bar{Q}_r = \frac{Q_r}{Q_{r0}} = \left(\frac{h_m}{h_{m0}} \right)^3 \frac{P_r}{P_{r0}} \frac{\lambda_{11}}{\Delta_{11}} - \frac{A_p \mu_r}{h_{m0}^3 P_{r0} \Delta_{11}} \left[\left\{ \frac{U}{L} \frac{h_d}{h_{m0}} - \frac{d}{dt} \left(\frac{h_m}{h_{m0}} \right) \right\} \lambda_{12} + \frac{d}{dt} \left(\frac{h_d}{h_{m0}} \right) \lambda_{13} \right]$$

$$\bar{W} = \frac{W}{W_0} = \frac{P_r}{P_{r0}} \frac{\lambda_{21}}{\Delta_{21}} + \frac{A_p \mu_r}{h_{m0}^3 P_m} \left(\frac{h_{m0}}{h_m} \right)^3 \left[\left\{ \frac{U}{L} \frac{h_d}{h_{m0}} - \frac{d}{dt} \left(\frac{h_m}{h_{m0}} \right) \right\} \lambda_{22} + \frac{d}{dt} \left(\frac{h_d}{h_{m0}} \right) \lambda_{23} \right]$$

$$\bar{M} = \frac{M}{(L/2) W_0} = \frac{P_r}{P_{r0}} \frac{\lambda_{31}}{\Delta_{31}} + \frac{A_p \mu_r}{h_{m0}^3 P_m} \left(\frac{h_{m0}}{h_m} \right)^3 \left[\left\{ \frac{U}{L} \frac{h_d}{h_{m0}} - \frac{d}{dt} \left(\frac{h_m}{h_{m0}} \right) \right\} \lambda_{32} + \frac{d}{dt} \left(\frac{h_d}{h_{m0}} \right) \lambda_{33} \right]$$

とて, $T_{hb} = A_p \mu_r / h_{m0}^2 p_m$, $\bar{t} = t / T_{hb}$, $\varepsilon = -\Delta h_m / h_{m0} = (h_{m0} - h_m) / h_{m0}$

$\delta = \Delta h_d / h_{m0} = h_d / h_{m0}$, $\Delta \bar{Q}_r = (Q_r - Q_{r0}) / Q_{r0}$, $\Delta \bar{P}_r = (P_r - P_{r0}) / P_{r0}$, と

おき式(3.5), (3.6)を考慮すれば上式はそれぞれ次のようになる。

$$\Delta \bar{Q}_r = \left\{ (1 - \varepsilon)^3 (1 + \Delta \bar{P}_r) \frac{\lambda_{11}}{\Delta_{11}} - 1 \right\} - \frac{\Delta_{21}}{\Delta_{11}} \left\{ \left(\frac{T_{hb} U}{L} \delta + \frac{d\varepsilon}{d\bar{t}} \right) \lambda_{12} + \frac{d\delta}{d\bar{t}} \lambda_{13} \right\} \quad \dots (3.11)$$

$$(1 + \Delta \bar{P}_r) \frac{\lambda_{z1}}{\Lambda_{z1}} + \frac{1}{(1-\varepsilon)^3} \left\{ \left(\frac{T_{hb} U}{L} \delta + \frac{d\varepsilon}{dt} \right) \lambda_{zz} + \frac{d\delta}{dt} \lambda_{z3} \right\} \\ = 1 + W_e - \frac{h_{m0}}{g T_{hb}^2} \frac{d^2 \varepsilon}{dt^2} \quad \dots \dots (3.12)$$

$$(1 + \Delta \bar{P}_r) \frac{\lambda_{z1}}{\Lambda_{z1}} + \frac{1}{(1-\varepsilon)^3} \left\{ \left(\frac{T_{hb} U}{L} \delta + \frac{d\varepsilon}{dt} \right) \lambda_{3z} + \frac{d\delta}{dt} \lambda_{33} \right\} \\ = m_e - \theta \frac{h_{m0}}{g T_{hb}^2} \frac{d^2 \delta}{dt^2} \quad \dots \dots (3.13)$$

また,

$$k = h_d / h_m = \delta / (1 - \varepsilon)$$

$$k = \delta \left(1 + \varepsilon - \frac{1}{2} \varepsilon^2 + \dots \right) \quad \dots \dots (3.14)$$

であるから, ε, δ の二次以上の項を無視すれば

$$k \approx \delta$$

したがって形状係数は前節の計算結果より, ε, δ の二次以上の項を無視すれば次のようになる。

$$\lambda_{11}(k) \approx \Lambda_{11} (1 + \chi k^2) \approx \Lambda_{11}$$

$$\lambda_{12}(k) = \lambda_{21}(k) \approx \Lambda_{21} = \Lambda_{21}$$

$$\lambda_{13}(k) = \lambda_{31}(k) \approx \Lambda_{31}' \delta = \Lambda_{13}' \delta$$

$$\lambda_{23}(k) = \lambda_{32}(k) \approx \Lambda_{32}' \delta = \Lambda_{23}' \delta$$

$$\lambda_{33}(k) \approx \Lambda_{33}$$

よって式(3.11), (3.12), (3.13)において上記の形状係数の関係と考慮

して $\varepsilon, \delta, \Delta \bar{p}_r$ の二次以上の項を無視し, さらに

$$u = T_h b U/L, \quad \gamma = h_{mo}/g T_h b^2, \quad \Phi = \Lambda_{z1}^2/\Lambda_{11}$$

とおけば,

$$\Delta \bar{Q}_r = \Delta \bar{P}_r - 3\varepsilon - \Phi(u\delta + \frac{d\varepsilon}{dt}) \quad \dots\dots (3.14)$$

$$\gamma \frac{d^2 \varepsilon}{dt^2} + \Lambda_{zz}(u\delta + \frac{d\varepsilon}{dt}) + \Delta \bar{P}_r = w_e \quad \dots\dots (3.15)$$

$$\theta \gamma \frac{d^2 \delta}{dt^2} + \Lambda_{33} \frac{d\delta}{dt} + \frac{\Lambda'_{z1}}{\Lambda_{z1}} \delta = m_e \quad \dots\dots (3.16)$$

したが、 τ , $u=0$ のとき式(3.14), (3.15) は無次元時間 $\bar{t}$ についてラプラス変換を行ない, さらに管路系の無次元流体インピーダンス $\bar{Z}$ と

$$\bar{Z}(\bar{s}) = \Delta \bar{P}_r(\bar{s}) / \Delta \bar{Q}_r(\bar{s}) \quad \dots\dots\dots (3.17)$$

とすれば, テーブル中心点の無次元変位 ε に関する運動方程式は伝達関数の形で式(3.18)

のように表わされ, そのブロ

ック線図は図3.15のようになる。

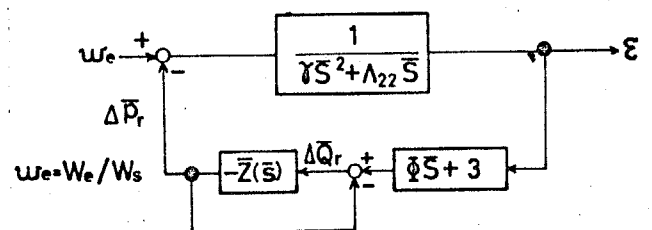


図3.15

$$\frac{\varepsilon(\bar{s})}{w_e(\bar{s})} = \frac{1}{\gamma \bar{s}^2 + \Lambda_{zz} \bar{s} + \frac{\Phi \bar{s} + 3}{1 - 1/\bar{Z}(\bar{s})}} \quad \dots\dots (3.18)$$

また, 外力 w_e に対する圧力変動 ΔP_r の伝達関数は

$$\frac{\Delta \bar{P}_r(\bar{s})}{W_c(\bar{s})} = \frac{\frac{\Phi \bar{s} + 3}{1 - 1/\bar{Z}(\bar{s})}}{\gamma \bar{s}^2 + \Lambda_{zz} \bar{s} + \frac{\Phi \bar{s} + 3}{1 - 1/\bar{Z}(\bar{s})}} \quad \dots (3.19)$$

式(3.18)より, $u=0$ の場合には, テーブル中心点の運動(ε)は傾き(δ)の影響を受けないことがわかる。

また無次元傾き変位 δ に関する運動方程式(3.16)を伝達関数表示すれば次のようになる。

$$\frac{\delta(\bar{s})}{W_c(\bar{s})} = \frac{1}{\theta \gamma \bar{s}^2 + D_\delta \bar{s} + K_\delta} \quad \dots$$

..... (3.20)

ここで $K_\delta = \Lambda_{31}'/\Lambda_{21}$ は油膜剛性, $D_\delta = \Lambda_{33}$ はスクイーズ作用による減衰係数である。

$u \neq 0$ の場合式(3.14)~(3.17)より, ラプラス演算子 $\bar{s}$ を微分演算子と考えれば, 図3.17に示すブロック線図で表わされる。図3.16からわかるように, ε に及ぼす u の影響は $u\delta$

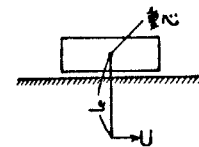
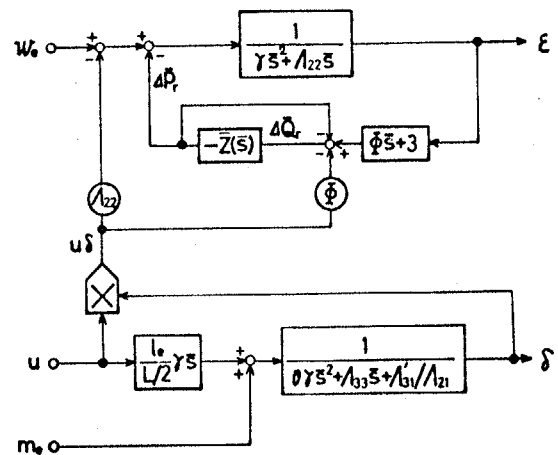


図3.16

図3.16

の形で影響し、 $u\delta$ の影響係数は減衰と同様に Λ_{22} であり、したがって減衰係数を大きくすると u の影響も大きくなる。なお、傾き変位がテーブル中心点の変位に与える影響は線形比の際に重要であるが、単一ポケットの場合には傾き変位の剛性 $k\delta$ が垂直変位の剛性 k_e に比べて非常に小さい（たとえば、 $L/B=2$ 、 $b/B=0.4$ 、 $\alpha=2$ の場合 $K\delta/K_e=0.025$ ）ので傾き運動に関する検討は省略する。

したがって静圧軸受の特性は

$$\frac{\Phi\bar{s}+3}{1-1/\bar{Z}(\bar{s})} = \bar{Z}_{mh} \quad \text{---- (3.21)}$$

によつて特徴付けられる。ここで $\bar{Z}_{mh}$ は静圧軸受系における強制給油の効果による機械インピーダンスを表わす。

管路系の油圧源が定圧源の場合、オズ章管路系特性のオズ近似として絞り下流管路の流体キャパシタンス（圧力が変化したときの圧縮性による体積変化） C_a と管路系全体の流体抵抗 R_L だけと考へた次式が与えられる。

$$Z(s) = \Delta P_r(s) / \Delta Q_r(s) = \frac{-1}{1/R_L + C_a s}$$

そこで、 $Q_{ro}/P_{ro} = \Lambda_{11} h^3 / \mu$ 、 $\bar{R}_L = R_L Q_{ro} / P_{ro}$ 、 $T_{hb} = A_p^2 \mu / h^2 W_s$ 、

$K_c = A_c^2 / C_a = \Lambda_{21}^2 A_p^2 / C_a$ 、 $\Phi = \Lambda_{21}^2 / \Lambda_{11}$ 、 $\bar{K}_c = K_c h / W_s$ の関係式を用

いて上式を無次元化すると

$$\bar{Z}(\bar{s}) = \frac{Q_{ro}}{P_{ro}} Z\left(\frac{\bar{s}}{T_{hb}}\right) = \frac{1}{1/\bar{R}_L + (P_{ro}/Q_{ro})C_a \bar{s}/T_{hb}} = - \frac{1}{1/\bar{R}_L + (\Phi/\bar{R}_c)\bar{s}} \quad \dots(3.22)$$

式(3.20)に上式を代入すれば

$$\bar{Z}_{mh} = \frac{\Phi \bar{s} + 3}{1 + 1/\bar{R}_L + (\Phi/\bar{R}_c)\bar{s}} \quad \dots\dots\dots (3.23)$$

ここで無次元静剛性 $\bar{K}_s$ は

$$\bar{K}_s = \frac{3}{1 + 1/\bar{R}_L}$$

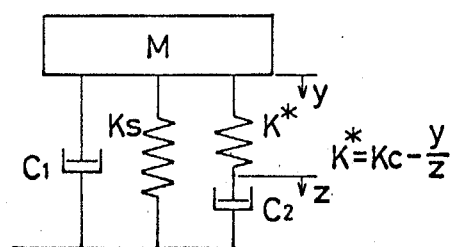
と書けるから、

$$\bar{K}_c/\bar{K}_s = k_c/k_s = T_c$$

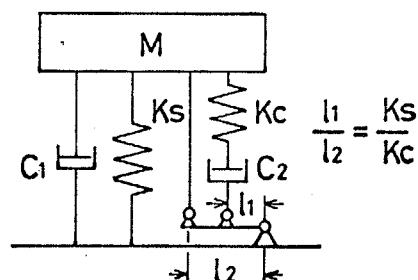
とおけば式(3.22)は、

$$\bar{Z}_{mh} = \bar{K}_s + \frac{1 - T_c}{1/\bar{K}_c + 1/(\Phi/3)\bar{K}_s\bar{s}} \quad \dots$$

----- (3.24)



(a) From Böttcher



(b) New model

図3.17

したがって、機械インピーダンス $\bar{Z}_{mh}$ はバネ $\bar{K}_s$ とダンパー $(\Phi/3)\bar{K}_s\bar{s}$ の直列結合の $(1 - T_c)$ 倍の系とバネ $\bar{K}_c$ の平行結合から構成される。従来はBöttcher⁽⁵³⁾によって図3.17(a)のように表わされていたが、この関係を用いると機械回路素子で図3.17(b)のように表わすことができる。

また、式(3.14)~(3.16)と(3.22)より

$$\frac{\varepsilon}{w_e} = \frac{(\Phi/3) T_c \bar{S} + 1}{\gamma(\Phi/3) T_c \bar{S}^3 + \{\gamma + \Lambda_{22}(\Phi/3) T_c\} \bar{S}^2 + \{(\Phi/3) \bar{K}_S + \Lambda_{22}\} \bar{S} + \bar{K}_S} \quad \dots (3.25)$$

$$\frac{\Delta P_r}{w_e} = \frac{(\Phi/3) \bar{S} + 1}{\gamma(\Phi/3) T_c \bar{S}^3 + \{\gamma + \Lambda_{22}(\Phi/3) T_c\} \bar{S}^2 + \{(\Phi/3) \bar{K}_S + \Lambda_{22}\} + \bar{K}_S} \quad \dots (3.26)$$

ここで 無次元減衰係数を D_ε とすれば、上式より

$$D_\varepsilon = \bar{K}_S \Phi/3 + \Lambda_{22} \quad \dots (3.27)$$

となり、無次元減衰係数 D_ε の第1項は管路系の流体抵抗によって生じる減衰を表わし、第2項は油膜のスクイーズ作用にもとづく減衰を表わす。便宜上第1項を抵抗減衰係数、第2項をスクイーズ減衰係数と呼ぶことにする。流量一定または $P_{r0}/P_s \ll 1$ のように $\alpha = 0$ のときには、 $D_\varepsilon = f_{gg}(0)$ となる

ところで荷重 W_0 を与えるために必要な油圧動力 P_w は η と動力係数として

$$P_w = P_{r0} Q_{r0} = \frac{h_{m0}^3 P_m^2}{\mu} \eta$$

である。ただし

$$\eta = \Lambda_{11}/\Lambda_{12}^2 = 1/\Phi \quad \dots (3.28)$$

であり、 K_ε はポケット寸法に無関係であるから、抵抗減衰係数 $K_\varepsilon \Phi/3$ は最大にするポケット寸法と動力係数 $\eta = 1/\Phi$ は最小にするポケット寸法が一致する。また式(3.27)、図3.14

よりポケット寸法と $b/B = 0.2 \sim 0.4$ とすれば，動力係数 r とあまり大きくせずに，減衰係数 D_ε と十分大きくすることが出来る。

つぎに流体キャパシタンスの影響を調べるために，

$$r = \Lambda_{22} \frac{K_\varepsilon K}{3\Lambda_{11}}$$

のときの C_a と C_a^* として， C_a^* を求めると， r と K の定義より次のようになる。

$$C_a^* = \frac{3\Lambda_{11}}{\Lambda_{22}} \frac{1}{K_\varepsilon} \frac{h_{mo}^3 P_m}{2\mu^2 A_p} \quad \text{----- (3.29)}$$

たとえば，受圧面の形状を

$$L - l = B - b$$

$$L/B = 2$$

$$b/B = 0.4$$

とすれば，図3.5 および図3.8 より

$$\Lambda_{11} = 1.17, \quad \Lambda_{22} = 0.034$$

さらに設定条件として

$$\text{受圧面積} \quad A_p = 200 \text{ cm}^2$$

$$\text{平均面圧} \quad P_m = 1 \text{ kg/cm}^2$$

$$\text{油膜厚さ} \quad h_{mo} = 10^{-2} \text{ cm}$$

油の粘度 $\mu_r = 5 \times 10^{-7} \text{ kgs/cm}^2$

絞り $\alpha = 2$ (毛細管で $p_{ro}/p_s = 2/3$)

とすれば, 式(3.28)より

$$C_a^* = 2.11 \times 10^{-3} \text{ cm}^5/\text{kg}$$

油の有効圧縮率は普通 $\beta = 1.5 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{kg}$ であるから, 絞りの下流管路の体積 V_L とポケット部の体積 V_r の総体積が 15 cm^3 以上あれば $C_a > C_a^*$ となる。

したがって, 一般には流体キャパシタンスの影響は r に比べて無視できないことがわかる。

特にゴムホースなどのようなたゆみ管を用いた場合には, $C_a \gg C_a^*$ となるので, 式(3.25)は r を無視して次のようになる。

$$\frac{\varepsilon}{We} = \frac{(\pi/3) T_c \bar{s} + 1}{\{A_{22}(\pi/3) T_c \bar{s}^2 + (\pi/3) \bar{K}_s + A_{22}\} \bar{s} + \bar{K}_s} \quad \dots (3.30)$$

この運動系は, 普通の二次系の運動に外力の微分動作一たといえばステップ入力のとまはインパルス入力となるが—を加えた運動となり, 流体キャパシタンスが系の質量と外力の微分動作を与える作用をする。

また流体キャピタンスが無視できる $Ca \ll Ca^*$ の場合は.

$$\frac{\varepsilon(\bar{s})}{We(\bar{s})} = \frac{1}{\gamma \bar{s}^2 + D_\varepsilon \bar{s} + K_\varepsilon} \quad \dots (3.24)'$$

となり

$$D_\varepsilon^2 - 4\gamma K_\varepsilon \geq 0 \quad \dots (3.31)$$

ならば, この運動系は過制振となる。

たとえば,

$$A_p = 100 \text{ cm}^2$$

$$\rho_m = 1 \text{ kg/cm}^3$$

$$h_{m0} = 10^{-2} \text{ cm}$$

$$\mu_r = 10^{-7} \text{ kg s/cm}^2$$

$$\alpha = 2$$

の場合, 式(3.30)より

$$D_\varepsilon = \Phi + \Lambda_{22} \geq 0.064$$

したがって, 静圧案内面形状は図3.8 および図3.13より

$$L/B \leq 5, \quad b/B \leq 0.4$$

ならば上記の条件を満足する形状となり, この運動系の減衰は十分である。

静的な状態では式(3.3)～(3.4)はそれぞれ次のようになる。

$$Q_r = \frac{h_m^3}{\mu_r} p_r \lambda_{11}(k) \quad \text{----- (3.32)}$$

$$W = A_p p_r \lambda_{21}(k) \quad \text{----- (3.33)}$$

$$-M = \frac{L}{2} A_p p_r \lambda_{31}(k) \quad \text{----- (3.34)}$$

したがって、これらの形状係数は種々の傾き率 k に対してポケット部の圧力 p_r 、荷重 W 、外力モーメント M 、供給流量 Q_s 、テーブル中心点の油膜厚さ h_m ならびにポケット部における油の粘度 μ_r を測定することにより得られる。

3.4.1 実験装置および実験方法 形状係数の測定に使用した実験装置の概略を図3.18に示す。

本実験に使用したベッドすべり面は鋳鉄製(FC25)で表面は火炎焼入れ後ラップ仕上げしており、表面あうさはシュマルツの光切断法による測定で平均 1.0μ である。

また、テーブルは軟鋼製(SS41B)でしゃう動面は研削仕上げしており、平均表面あうさは 1.5μ であってその形状は、図3.19に示すようにランド幅を $L-l=B-b$ とし、案内面縦横比 $L/B=2$ 、ポケット幅比 $b/B=0.4$ 、受圧面積 $A_p=200\text{cm}^2$

としていて、テーブル本体の重量は 9.1 kg である。

テーブルに作用する余分な外力を小さくするために、ポケット部への油圧供給管路にはビニル管を用いた。

本論文に使用した油は D.T.E. Oil Light で、その粘度は 37.7°C で 31.9cSt 、 50°C で 19.2cSt 、また比重は 20°C で、 0.88 であり、測定値として用いる粘度は、管路に棒状アルコール温度計をさし込んで油温を測定し、その温度に対する粘度と、Walter の式で補間して求めた。なお、本論文で行なった実験では、すべてこの油を使用した。

傾き率 k は、テーブル端 ($x=L/2$) に 0.1kg 単位のおもりを順次に乗せて偏心荷重 F を加えることにより傾き変化を与え、図 3.18 に示す 4 点にダイヤルゲージ (1 目盛 $1/1000\text{mm}$) をあてて油膜厚さ h_1, h_2, h_3, h_4 を測定し、次式より求める。

$$\left. \begin{aligned} h_m &= (h_1 + h_2 + h_3 + h_4) / 4 \\ h_d &= (h_1 + h_4 - h_2 - h_3) / 4 \\ k &= h_d / h_m \end{aligned} \right\} \text{--- (3.35)}$$

ただし、ダイヤルゲージの読みは、案内面の油をよくふき取って案内面間に油膜が存在しない状態を 0 点とした。

本実験では自重のほかには外荷重も加えているが、20kg以上の外荷重は、図3.18に示すようにナイフエッジを介してロードセルで加えた。なお、テーブルの自重は付属物を含めて10.2kgである。

荷重係数 λ_{21} は、種々の傾き率 ϵ に対して、テーブル自重を含めた荷重ならびにポケット部の圧力 p_r を測定して式より求める。ポケット部の圧力 p_r は、0.2 kg/cm²以下のときは図3.19に示される圧力検出孔から水銀マンメータに油を導いて測定し、それ以上の圧力のときは絞りの下流管路に取付けたブルドン管圧力計(-1~1 kg/cm²)で測定した。

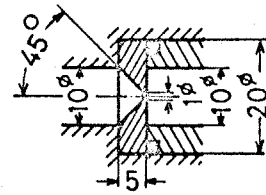
モーメント係数 λ_{31} は、荷重係数 λ_{21} が理論計算ならびに後述する実験結果より傾き率 ϵ に関係なく一定であるので、式(3.32), (3.33)より p_r を消去した次式

$$\lambda_{31} = (F/W) \lambda_{21} = 0.56 F/W \quad \text{----- (3.36)}$$

よりテーブル端の偏心荷重 F と垂直荷重 W だけから求め、 p_r の測定誤差を取除いた。また、 λ_{31} の値は非常に小さいのでテーブル案内用のミニチュア軸受の摩擦などの影響を受けやすいので、偏心荷重を与えた後、装置に微小振動を与え、テーブルが安定な位置に静止してから変位を測定した。

軸受流量係数 λ_{11} の測定の場合も
式 (3.32), (3.33) より p_r を消去し
た次式

$$\lambda_{11} = A_p \lambda_{21} \frac{\mu_r Q_s}{h_m^3 W} \quad \dots (3.37) \quad \text{図3.20流量測定用オリフィス}$$



から、 Q_s , h_m , W を測定することにより求めたが、供給流量 Q_s の測定は図3.20 に示すオリフィスを図3.18 に示す位置に入れてその差圧を U 字管マンメータで読み、校正曲線より求めた。またポケット部の油の粘度 μ_r は、図3.18 に示す管路の温度に対する粘度を用いている。

3.4.2 形状係数の測定結果 およびその検討

形状係数 λ_{21} , λ_{31} , λ_{11} と傾き率 k の関係の実験値と計算値とそれぞれ図3.21 ~ 図3.23 に示す。

図3.21 の荷重係数 λ_{21} の
実験値は計算値よりわずかに
小さくなっているが、本実験
の範囲では非常に良く一致し
ている。しかし傾き率が増
すにしたがって計算値は実験

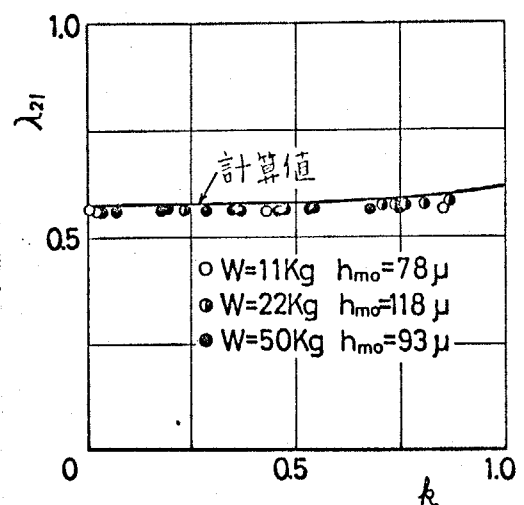


図3.21 荷重係数 λ_{21} と傾き率 k の関係

値より多少大きくなる傾向にある。このような計算値と実験値の差は、ポケット部の角の丸みやランド部の入口および出口の圧力損失などに多少影響されていることも考えられるが、計算値と差分近似により算出しているために、厳密解より大きい値になる傾向があるのでおもに計算誤差と思われる。したがって、荷重係数 λ_{z1} は傾き率 k に関係なく一定であるとみなせるので、荷重係数の測定の場合、ポケット部の圧力 p_r は傾きを与えるために加えた偏心荷重 F に相当する圧力だけ変化する。

図3.22のモーメント係数 λ_{31} の測定は再現性をみるために同じ条件で2回行なっており、実験値には一見大きなばらつきがあるように見えるが、このばらつきは偏心荷重 F に

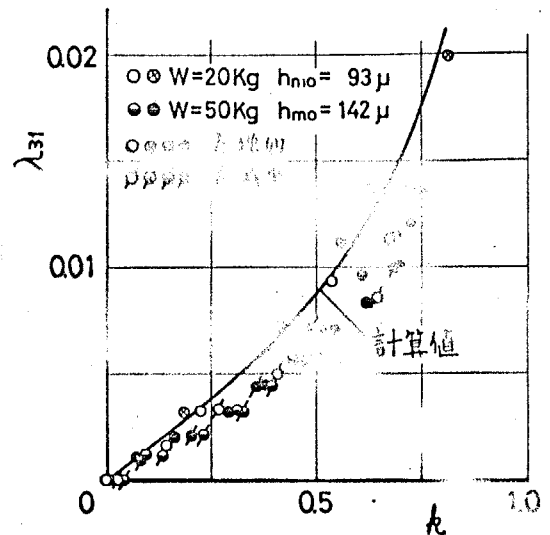


図3.22 モーメント係数 λ_{31} と傾き率 k の関係

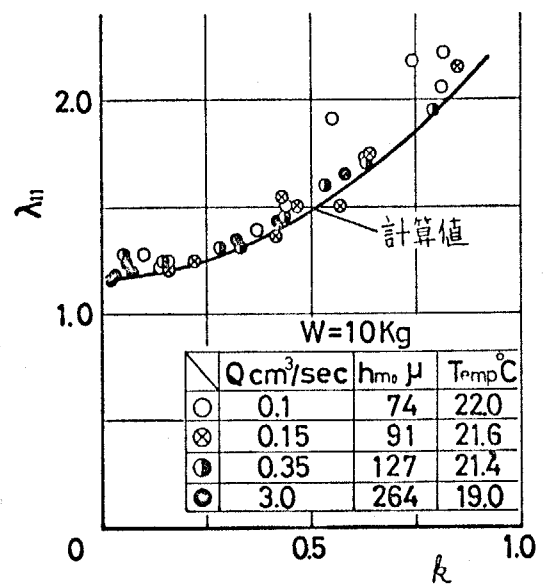


図3.23 軸受流量係数 λ_{11} と傾き率 k の関係

換算すると最大でも 0.1kg である。したがって、実験誤差範囲内で計算値と一致しており、 $|k| < 0.5$ では直線とみなすことができる。なお、実験値は計算値より低くなる傾向があるが、これは荷重係数の場合と同様の理由によるものと思われる。

図3.23 の軸受流量係数 λ_{II} の測定でも実験値のばらつきが認められるが、油膜厚さ h と傾き率 k の関係は、ほぼ、

$$(h_m / h_{m0})^3 = 1 / (1 + 1.1k^2) \quad \text{--- (3.38)}$$

となるように変化しており、これは $\mu r Q_s / W = \text{一定}$ としたときの理論値に一致する。したがって、実験値と理論値の差異はおもに供給流量 Q_s の測定誤差と考えられ、軸受流量係数 λ_{II} の計算値と実験値は測定誤差範囲内で良く一致しているといえる。また供給流量 Q_s は偏心荷重下によって傾きを与えても、水平状態でテーブルの中心点に垂直荷重が作用したときの油膜厚さ変化に相当する流量しか変化しない、つまり供給流量 Q_s はテーブルの傾きには関係せず一定と考えられる。

3.5 ステップ応答

動特性は一般に過渡特性と周波数特性で評価されるが、ステップ応答は過渡特性の基本となる。過渡応答に関する従来の研究は Mohsin-Morsi⁽⁵⁷⁾ が固定絞りならびに自動絞り弁を有する静圧軸受について、周波数応答と共にステップ応答の理論解析ならびに実験を行っているが、理論解析は定性的なもので 3.3 節のように運動方程式の係数については述べておらず、またステップ応答の実験も自動絞り弁について 1 例を示しただけで、固定絞りについては行なっていない。そこで本節ではテーブルを滑動させない状態で垂直方向の

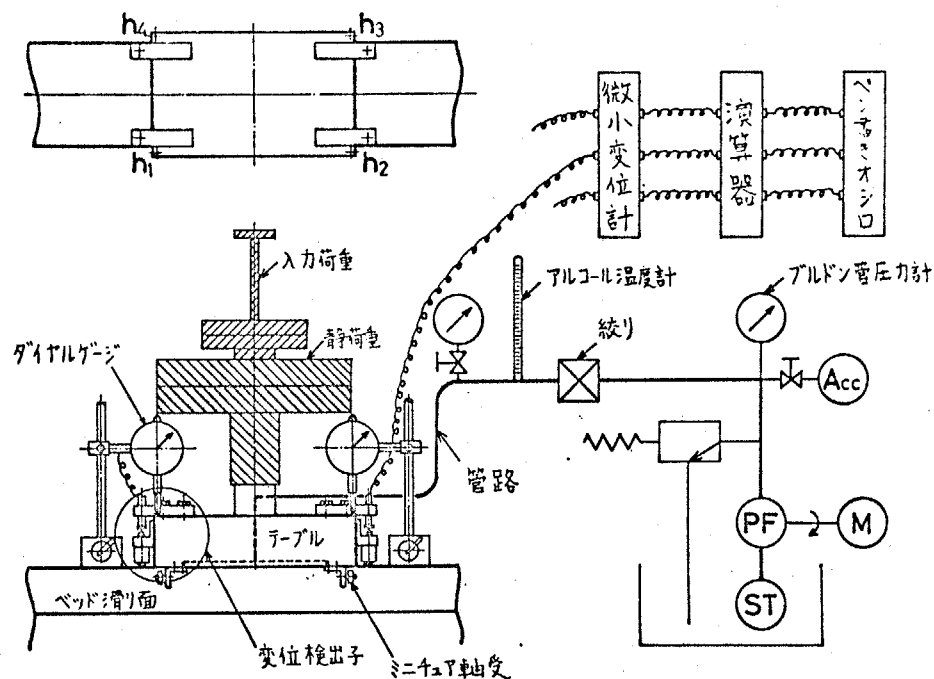


図3.24 過渡応答実験装置概略図

ステップ入力荷重を与え、それに対するテーブルの浮上がり変位の過渡応答を測定し、さらに過渡応答に及ぼす管路の流体キャパシタンス、絞りの流体抵抗および設定油膜厚さの影響を定量的に調べ、3.3節の理論解析と比較検討する。

3.5.1 実験装置および実験方法 本実験に使用した実験装置を図3.24に示す。ベットすべり面およびテーブルは3.3節と同じである。

テーブルの浮上がり変位の動的な測定は、図3.25に示す各位置に容量変換形の変位検出子を取付けて、微小変位計、演算器を通してペン書オシログラフに記録した。変位検出子は図3.24に示すように、シリンダ③に内蔵されたコイルはね④によつて常にベットすべり面に鋼球⑥(2φ)を介して接触するようになつてゐるプローブ②とベークライト製の絶縁体⑦を介してテーブルに固定されてゐるプローブ①により構成されてゐて、この二つのプローブのすき間で容量変化を検出し、わずかなテーブルすべり変位と誘電率の大きい油の影響を除去できる構造になつてゐる。演算器は図3.26に示すような演算回路として、3点(h_1, h_2, h_3)の変位がそれぞれ異なつた感度 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ で検出された電圧をポテンシ

メータで同一感度 α_0 に調整してから中心点変位 h_m と傾き変位に対応した電圧に変換するようになっている。なお、動的変位の測定は、微小変位計が 3 チャンネルなので h_1, h_2, h_3 の 3 点で行なっていて、変位の定常値の測定に

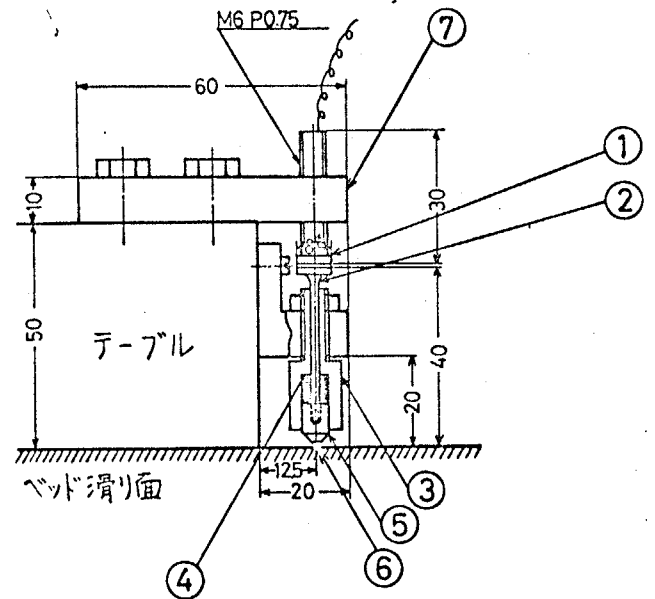


図3-25 浮上り変位検出装置概略図

は4点でダイヤルゲージ(1目盛 $1/1000 \text{ mm}$) を併用した。ステップ入力は、おもりをテーブル中央に衝撃力ならびに力のモーメントが作用しないように静かに乗せるか、あるいはあらかじめ乗せてあったおもりを急激に取除くことによつて与えた。本実験では管路の

流体キャパシタンスの影響を調べるために、ビニル管(外径 12 mm , 内径 9 mm) の長さ

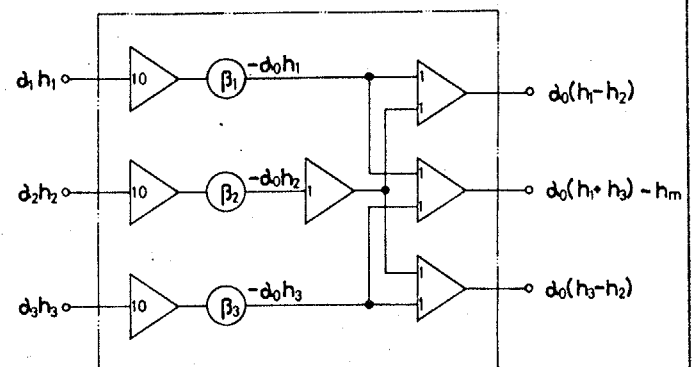
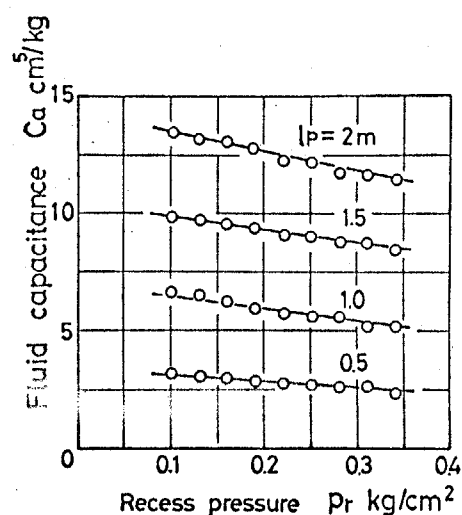


図3-26 演算器の回路

を種々変えて実験を行なったが、これらの流体キャパシタンス C_a の値を図3-27に示す。

図に示した流体キャパシタンスは内径 20 mm のピストンシ

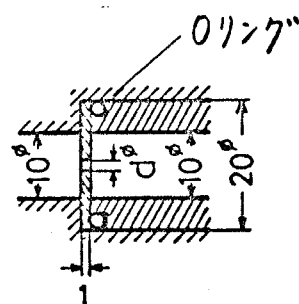
リンダ形の測定装置の下部に
ビニル管を接続し、摩擦の影
響を小さくするためにシリン
ダに微小振動を与えながら、
ピストンの上部に積み重ねた
0.1 kg 単位のおもりを順次取
除き、そのときのピストンの



3.27 ビニル管路の流体キャパシタンス

変位をダイヤルゲージ(1目盛 $1/100$ mm)で測定し、さらに
シリンダとピストンの間から油のもれを補正して求めた図で
ある。

また本実験では絞りとして流量制御弁
とオリフィスを用いたが、絞りの影響は
図3.28に示すオリフィスを用いて表3.1
に示す条件で実験を行な、て調べた。



絞り

図3.28

表3.1 オリフィス絞りの実験条件

設定荷重	W_0 kg	23
入力荷重	W_e kg	-2.2
油温	°C	18~22
オリフィスの内径	d mm	0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 1.0
管路の長さ	l_p m	0.5, 1, 1.5, 2
設定油膜厚さ	h_{mo} μ	50, 75, 100, 125, 150, 200

なお、オリフィスと流量制御弁の流量特性とそれを用いた図3.29と3.30に示す。

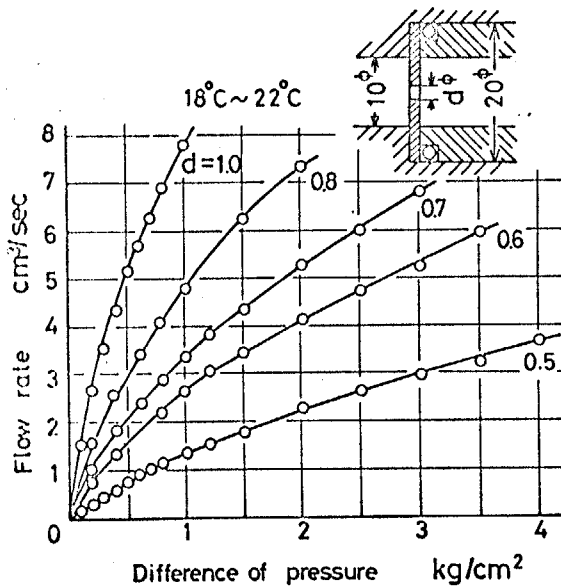


図3.29 絞りの流量特性

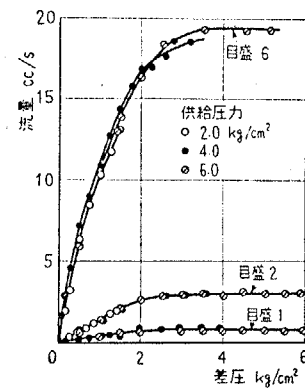


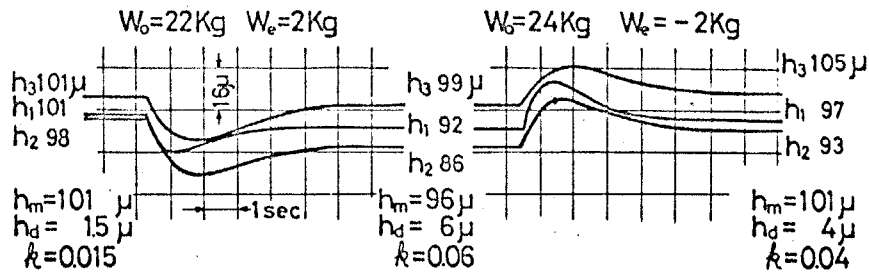
図3.30 流量制御弁の流量特性

3.5.2 実験結果 実験結果の一例として、テーブルの

運動に顕著なオーバシュートが現われた例を、図3.31(a),(b)に示す。図3.31(a)は、演算器を通さずに電磁オシログラフに記録したもので、各変位測定点における変動を示し、それらの各点の変動から中心点および傾き量を計算すると図3.31(b)のようになる。

図3.31(b)より、変位のピーク値が定常変位の約3倍にも達する大きなオーバシュートがテーブルに生じているにもかかわらず、テーブル中心点の変位は、荷重を加えた場合と除去した場合の応答曲線がほぼ対称になっており、また中心点変

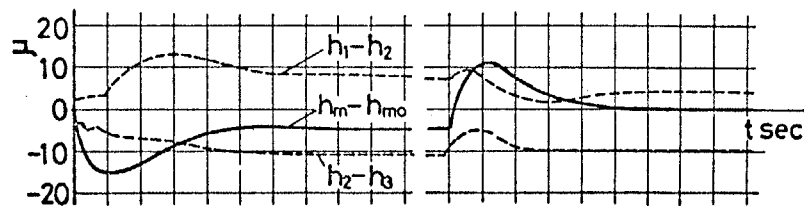
位は傾き変動の影響をほとんど受けないことがわかる。



絞り：流量制御弁 ($P_3 = 4.8 \text{ kg/cm}^2$)

$l_p = 2 \text{ m}$
 $T_{exp} = 21^\circ \text{C}$

(a)



(b)

図3-31 テーブル運動のステップ応答の実測例

つぎに絞りとしてオリフィスを用いて表3.1に示す実験条件で行なった過渡応答の実験結果について述べる。

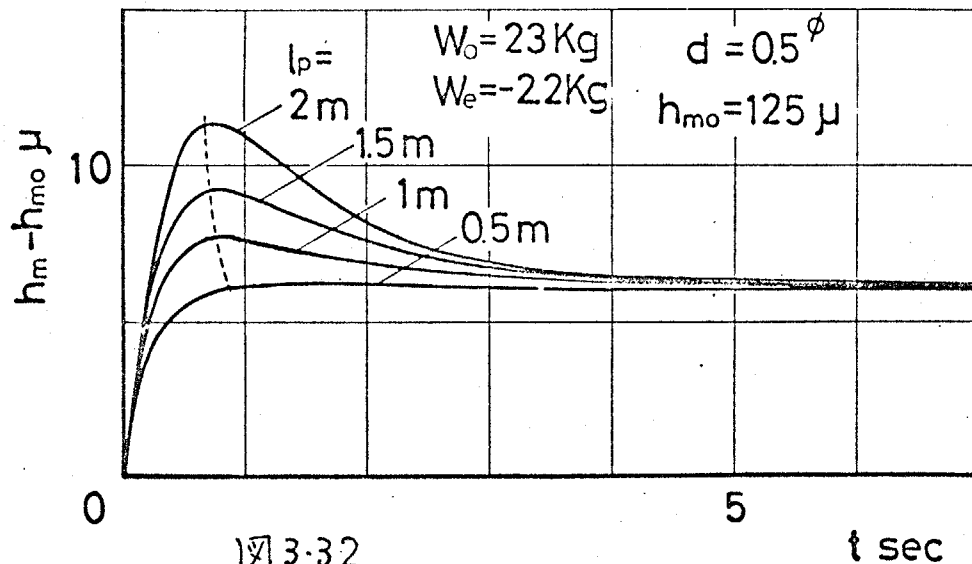


図3-32

図3-32 は管路の流体キャパシタンスの影響を調べるためにビニル管路の長さ l_p を変えて行なった実験結果で、図より管路の長さが長く、流体キャパシタンスが大きくなるにした

が、オーバーシュートが大きくなり、変位のピーク値に達する時間が短くなっていることがわかる。図3.33 はテーブルのオーバーシュートに及ぼす設定油膜厚さの影響を示した図で、油膜厚さが大きくなるにしたがってピーク値に達する時間が速くなっているが、ピーク値はこの実験条件 ($l_p = 2m$, $d = 0.5\phi$) では油膜厚さ $h_{m0} = 100\mu$ のところで最小になっている。しかし静剛性の最大は図3.31 から $h_{m0} = 125\mu$ 付近にある。このようにオーバーシュートが生じる場合には、静剛性が最大でも過渡応答時の変位は必ずしも最小にならない。

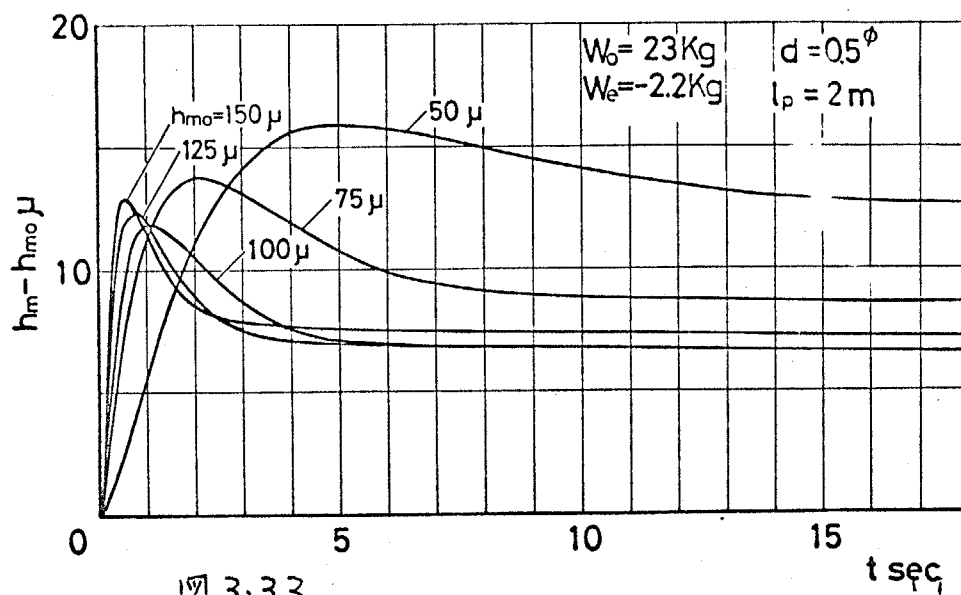


図3.33

図3.34 にはオリフィス絞りの影響を示してあるが、本実験では荷重一定(したがってポケット圧力一定)としており、かつすまみの設定値を一定としているため、オリフィスの内径 d が小さく、流体抵抗が大きくなるにしたがってテーブル

の静剛性は大きくなっていくが、同時にテーブルのオーバーシュートも大きくなり、この実験条件 ($l_p = 2\text{ m}$, $h_{mo} = 125\mu$) では $\alpha = 0.7\text{ mm}$ のときに最も変位の最大値が小さくなっている。

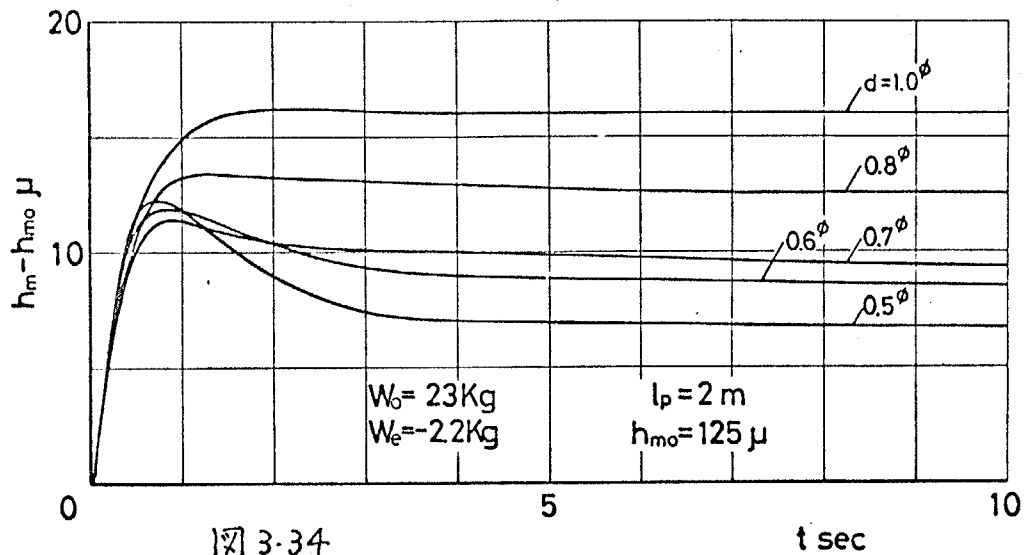


図 3-34

以上の結果より静圧支持されたテーブルの過渡応答現象は、絞りの下流管路の流体キャパシタンスのみならず、絞りの流体抵抗ならびに設定油膜厚さによって大きな影響を受けることがわかる。そこで、絞りならびに油膜厚さの影響をより明確にはあくするため、縦軸にオーバーシュート率 O_s 、横軸に設定油膜厚さ h_{mo} をとり、絞りをパラメータとして、実験結果を整理すると図 3-35 のようになる。ここで、オーバーシュート率 O_s を次のように定義する。

$$O_s = (h_{max} - h_{\infty}) / h_{\infty}$$

ただし、 h_{∞} は h_m の定常値、 h_{max} は h_m のピーク値であ

る。図3.35 から、おのおの絞りにおいて油膜静剛性 K が最大になる油膜厚さでオーバーシュート率 O_s が最大になり、また荷重 W が一定の場合に油膜静剛性が大きくなる絞り、すなわちオリフィス内径 d が小さいほどオーバーシュート率 O_s が大きくなっていることがわかる。このようにオーバー

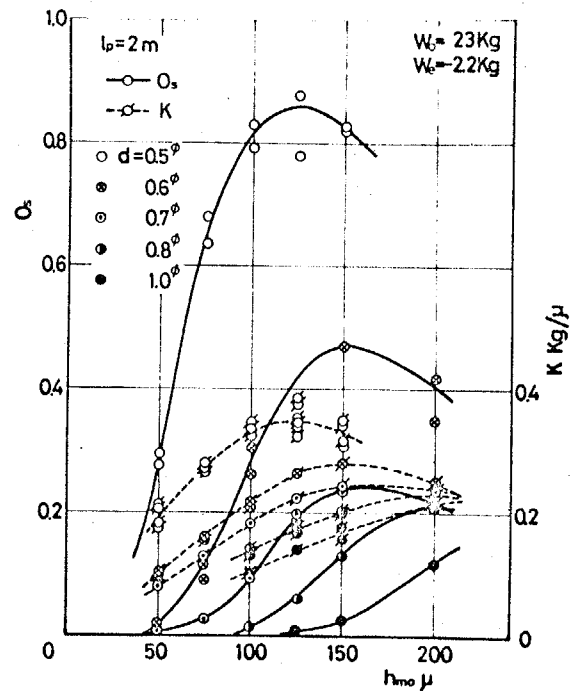


図3.35

シュート率 O_s は静剛性と密接な関係があるので、重要な設計因子である圧力比 P/P_s で整理すると図3.36 のようにより整然と表わされる。

なお、本実験では図3.18に示すように絞り下流にそう入されたブルドン管に止め弁が取り付けられており、テーブルが変動中にはこの止め弁を締めて実験を行なっているので、

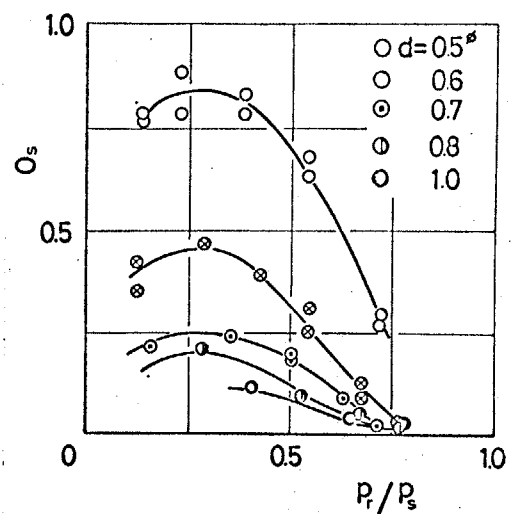


図3.36

表3.1における実験条件ではブルドン管の影響と測定してはいないが、 $d=0.4\phi$ の絞りについて実験結果があるのでそれを図3.37に示す。このとき用いたブルドン管は $1 \sim 1 \text{ kg/cm}^2$ の連成管であり、その流体キャパシタンスは $5.6 \text{ cm}^5/\text{kg}$ で、これは1mのビニル管の流体キャパシタンスに相当する。

図では $d=0.5\phi$ 、 $l_p=2\text{m}$ に近くなっているが $d=0.4\phi$ の絞りの場合は $d=0.5\phi$ の絞りよりオーバーシュート率 O_s が大きくなるので、このブルドン管をつけた場合には $l_p=(0.5+1)\text{m}$

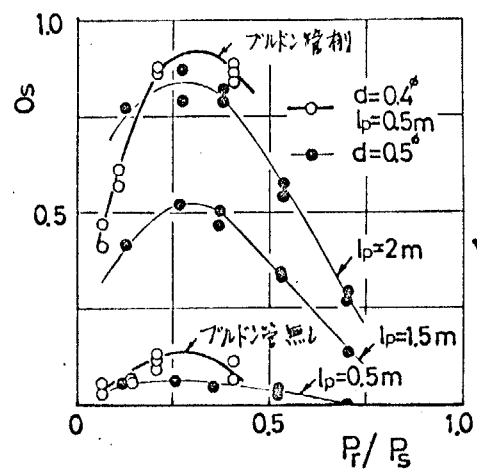


図3.37

のビニル管の場合と同等であると考えられる。

また本実験では荷重一定の条件で油膜厚さを変えたが、その結果圧力比 β が0.3付近で静剛性の最大点が現われ、従来の最大剛性が供給圧力一定のときの $\beta = 2/3$ 付近と対向軸受(すきま一定)のときの $\beta = 1/2$ 付近となっているのとかけ離れている。このように静圧軸受の剛性が最大になる圧力比 β は、条件によって異なり、種々の条件による静剛性をまとめ、静圧案内面の設計指針を示す第6章で述べる。

3.5.3 ステップ応答の理論解析 本実験条件では、前節で示したように、無次元質量とは非常に小さく（よく 10^{-5} ）無視できるので運動方程式は式(3.30)で表わされる。ここで式(3.30)の分母の二次式を標準形に書き替えると次のように表わされる。

$$\frac{\varepsilon}{w_e} = \frac{1}{\bar{K}_s} \frac{TS^* + 1}{S^{*2} + 2\zeta S^* + 1} \quad (3.39)$$

ここに、

$$\zeta = (\psi + 1/\psi) / 2\sqrt{T_c}$$

$$T = \psi\sqrt{T_c}$$

$$S^* = (\lambda_{22}/\bar{K}_s) T \bar{s}$$

$$\psi = \sqrt{\bar{\Psi} \bar{K}_s / 3}$$

$$\bar{\Psi} = \lambda_{12}\lambda_{21} / \lambda_{11}\lambda_{22}$$

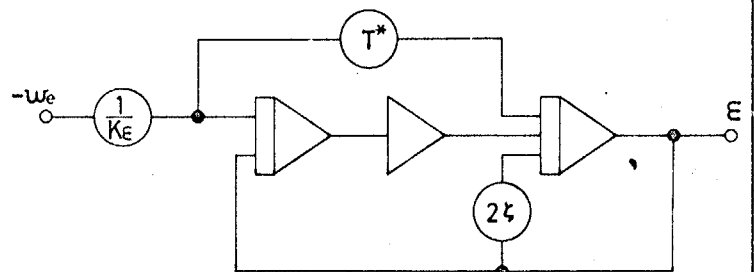


図3.38

----- (3.40)

式(3.39)をアナログ計算機で解く場合、図3.38のような回路になる。

一方式(3.39)は二次系の運動に外力の微分動作を加えた形になっているので、解析的には次の微分方程式を解くことにより求めることができる。

$$\ddot{x} + 2\zeta\dot{x} + x = 0 \quad \text{初期条件: } t=0 \text{ で } x=-1, \dot{x}=T \quad (3.41)$$

前ページの微分方程式を解くと

(i) $\zeta < 1$ のとき

$$\dot{x} = \exp(-\zeta t) \cdot \left(T \cos \sqrt{1-\zeta^2} t - \frac{\zeta T - 1}{\sqrt{1-\zeta^2}} \sin \sqrt{1-\zeta^2} t \right)$$

(ii) $\zeta = 1$ のとき

$$\dot{x} = \exp(-t) \cdot \{ T - (T-1)t \}$$

(iii) $\zeta > 1$ のとき

$$\dot{x} = \exp(-\zeta t) \cdot \left(T \cosh \sqrt{\zeta^2-1} t - \frac{\zeta T - 1}{\sqrt{\zeta^2-1}} \sinh \sqrt{\zeta^2-1} t \right)$$

オーバーシュートが生じる必要十分条件は

$$0 < t < \infty \quad \text{で} \quad \dot{x} = 0$$

したがって

(i) $\zeta < 1$ のとき

$$0 < \tan^{-1} \left(\frac{T \sqrt{1-\zeta^2}}{\zeta T - 1} \right) < \infty$$

(ii) $\zeta = 1$ のとき

$$0 < \frac{T}{T-1} < \infty$$

(iii) $\zeta > 1$ のとき

$$0 < \tanh^{-1} \left(\frac{T \sqrt{\zeta^2-1}}{\zeta T - 1} \right) < \infty$$

すなわち,

(i) $\zeta < 1$ のときは常に

(ii) $\zeta = 1$ のときは $T > 1$ ならば,

(iii) $\zeta > 1$ のときは $T^2 - 2\zeta T + 1 > 0$ かつ $\zeta T > 1$ ならば,

オーバーシュートが生じる。したがってオーバーシュートが生じる必要十分条件は,

$$\begin{cases} \zeta T \geq 1 \text{ のとき } T^2 - 2\zeta T + 1 > 0 \\ \zeta T < 1 \text{ のとき } \zeta < 1 \end{cases}$$

さらに, 式(3.40)の関係を用いると, 次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \psi \geq 1 \text{ のとき } T_c &> 1 \\ \psi < 1 \text{ のとき } T_c &> \{(\psi + 1/4)/2\}^2 \end{aligned} \right\} \text{----- (3.42)}$$

また, オーバーシュート率 O_s は次のように書ける。

(i) $\zeta < 1$ のとき

$$O_s = \psi \sqrt{T_c - 1} \exp(-\zeta \gamma_1 / \sqrt{1 - \zeta^2})$$

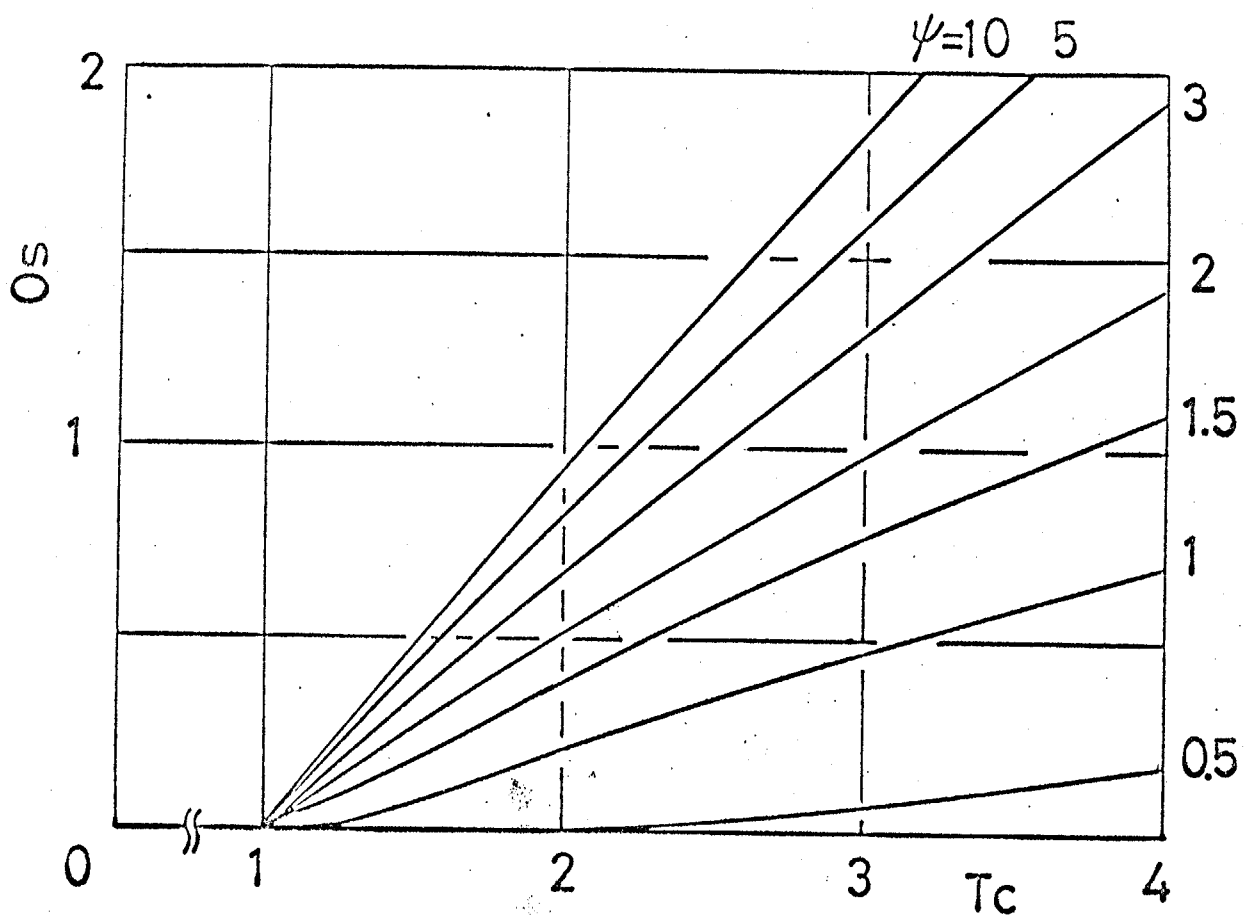
ここに, $\gamma_1 = \tan^{-1} \{T \sqrt{1 - \zeta^2} / (\zeta T - 1)\}$

(ii) $\zeta = 1$ のとき

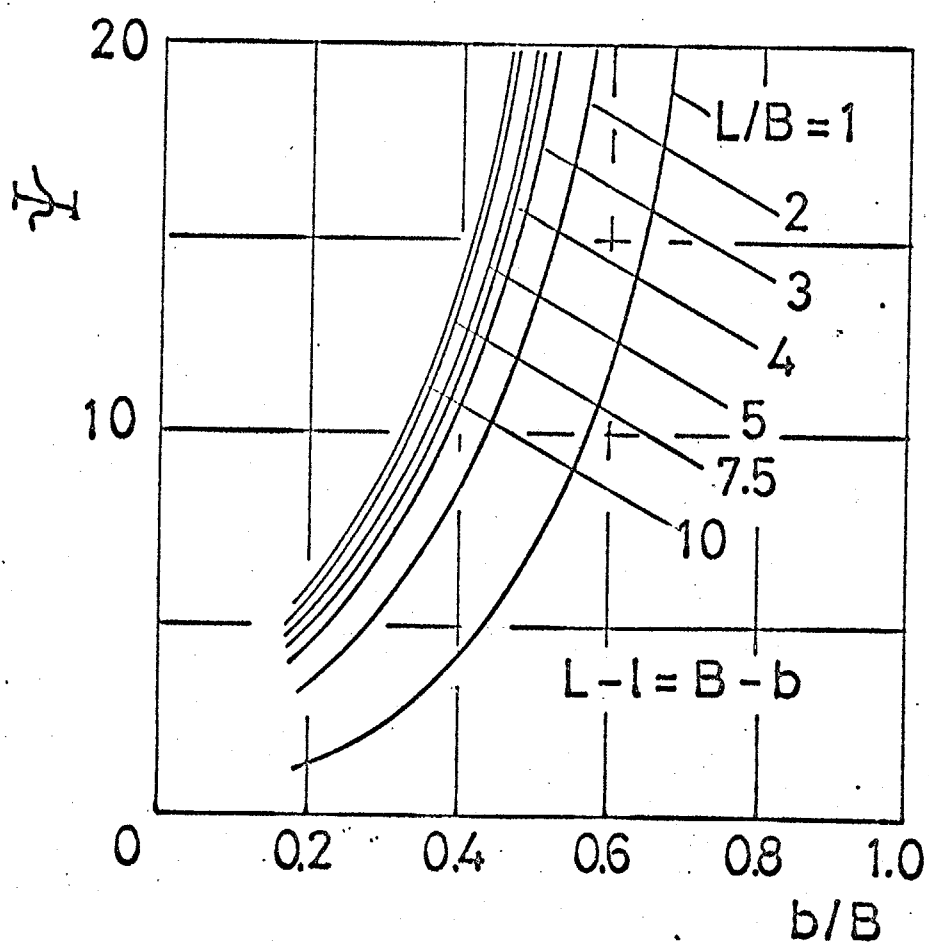
$$O_s = (T - 1) \exp \{-T / (T - 1)\}$$

(iii) $\zeta > 1$ のとき

$$O_s = \psi \sqrt{T_c - 1} \exp(-\zeta \gamma_2 / \sqrt{\zeta^2 - 1})$$



(a) O_s vs. T_c (parameter ψ)



(b) Ψ vs. b/B

$$\gamma_2 = \tanh^{-1} \left\{ T \sqrt{1-\beta^2} / (3T-1) \right\}$$

オーバーシュート率 O_s は γ と T , すなわち T_c と ψ だけで決まるので図3.39のようなオーバーシュート率 O_s の計算図表ができる。ここで $\psi = \sqrt{\Psi K_s / 3}$ は、図3.39(b)に示された形状で決まる定数 Ψ と圧力比 β で決まる K_s から求められる。

図3.39(a)より ψ が一定, すなわち圧力比 β が一定, ならばオーバーシュート率 O_s は $(T_c - 1)$ にほぼ比例し, また ψ が変化して T_c ほどには O_s に影響せず, $\beta < 1/3$ では ψ の変化は小さい。したがって T_c が最大になる油膜静剛性 K_s の最大点でオーバーシュート率 O_s がほとんど最大になることがわかる。

3.5.4 実験値と理論値の比較 図3.31(b)の左側に示される実験値と理論値の比較を図3.40に示す。ここで、理論値はつぎのような法で求めた。まず K_s は定義式の代わりに次式

$$\bar{K}_s = - \frac{h_{mo}}{W_s} \frac{We}{h_{\infty} - h_{mo}} \quad \text{-----} \quad (3.43)$$

より求め、 K_c は図3.29より $p_r = 0.2 \text{ kg/cm}^2$ のときの C_o を用いて定義式により求め、また T_{ho} も定義式により求める。

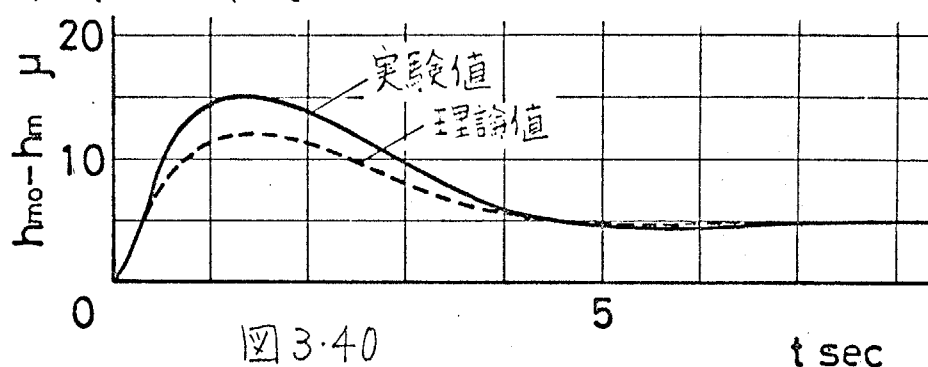
つぎに、以上のように実験条件より求められた $\bar{K}_c$, K_c および

表3.2 に示す形状係数の計算値を用いて式(3.40), より Γ^* , ε を求め, 図3.38 に示すアナログ回路よりシミュレーションを行ない, このようにして得られたアナログ計算結果と, 時間と式(3.40)より, また ε , ω_e と定義式より有次元量に変換する。

表3.2

L/B=2					
b/B	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8
Λ_{11}	0.6	0.75	1.2	2.0	4.6
Λ_{21}	0.36	0.43	0.56	0.70	0.85
Λ_{22}	0.105	0.076	0.034	0.011	0.002

また, 変位の測定精度を考慮すれば図3.40 より理論値と実験値が良く一致しているといえる。



以上のことより図3.40に示す程度の小さなテーブル変位では3.3節で求めた線形近似運動方程式によりテーブルの浮上がり変動現象をよく説明でき, 中心点変位は傾き変動の影響をほとんど受けないことがわかる。さらに同じような他のオーバシュートに関する実験結果を考慮すると, 変動量が $|\varepsilon| \leq 0.1$, $|\delta| \leq 0.1$ ならば, 滑動しないテーブルの浮上がり運動は線形とみなしてもよいことがわかった。ただし, $\varepsilon =$

$(h_{mo} - h_m)/h_{mo}$, $\delta = h_d/h_{mo}$ である。

図3.41にはオーバシュート率に及ぼす油膜厚さ，ならびに管路の流体キャパシタンスの影響の実験値と理論値を示しており，オーバシュート率が最大になる油膜厚さの実験値と理論値が非常に良く一致していることがわかる。しかし図によるとオーバシュート率の定

量値に差異が認められるが，理論計算には定常的な油膜厚さの測定値から得られる K_s と管路の流体キャパシタンスの測定値から得られる K を用いているので，理論値はこれらの測定精度の影響を受けると，また実験値も動的な油膜

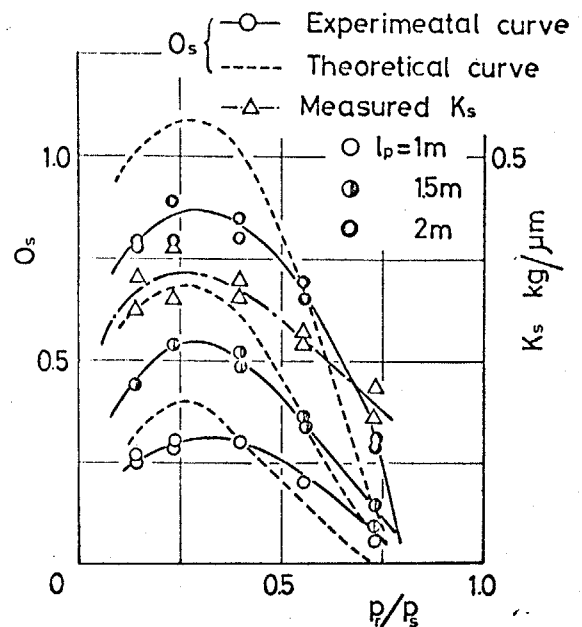


図3.41

厚さの測定精度の影響を受けると，さらに実際の運動の非線形性を考慮すれば，良く一致しているといえる。とくに $h_{mo} = 50\mu$ では $|\varepsilon_{max}| > 0.25$ となっており，非線形性の影響が大きいものと思われる。

3.6 周波数応答

静圧案内方式は負荷能力の他に防振性の点でも非常に優れており、これは機械の精密化にとって非常に重要な特性である。

静圧軸受における減衰作用は、ランド部のスクイーズ膜作用と絞りの流体抵抗に起因し、一般の場合（ポケット面積が全受圧面積の15%以上、絞りの上流と下流の圧力比が $\frac{2}{3}$ 以下）絞りの流体抵抗の効果の方がスクイーズ膜作用よりも大きく、そしてこの絞りの流体抵抗による減衰作用は油の供給管路自身の動特性に直接影響されるので油の供給管路系の影響を明らかにすることは意味がある。

静圧軸受案内面の周波数特性については従来より多くの研究が行われており、Brown⁽⁴⁹⁾、Wilcock Bevier⁽⁵¹⁾、Böttcher⁽⁵³⁾などは供給管路系の圧縮性を考慮した理論解析を定性的に行なっており、特にBöttcherの理論は実験と良い一致を得ている。Mohsin & Morsi⁽⁵⁷⁾は固定絞りおよび自動絞り弁で補償された静圧軸受の動特性を油の圧縮性を考慮して解析し、複数パッドで構成された案内面について実験している。

しかし、設計上重要な周波数応答に及ぼす管路の圧縮性、絞り抵抗、荷重、油膜厚さなどの諸条件の影響はうぶに諸条件の相互関係はまだ明らかにされていないようである。

本節では、直線運動形の静圧案内系を単純なモデルとした単一ポイントを有する長方形の静圧スラスト軸受の実験装置により管路の途中に空気が留まっている状態を想定して空気留めを設け、その周波数応答に及ぼす管路の圧縮性、絞り、荷重、油膜厚さなどの諸条件の影響はうぶに油圧管路系自身の周波数特性の影響と、電気油圧式加振機を用いて調べ、前節の理論解析と比較検討し、さらに種々の条件について計算することにより諸条件の影響を理論的に調べる。

3.6.1 実験装置および実験方法 本実験に使用した実験装置の概略を図3.42に、また軸受パッドの寸法形状を図3.43に示す。軸受パッドおよびテーブルの材質は軟鋼(SS41)製で、その表面は表面あらさが $H_{max} = 1.0 \sim 1.5 \mu$ に研削仕上げされている。ベースに固定された軸受パッドの上に重量7.9kgのテーブルが乗せられ、テーブルは垂直方向のみ動くようにサイドパッドにより側面が静圧支持されており、その上部を電気油圧式加振機により歪ゲージ式ロードセル

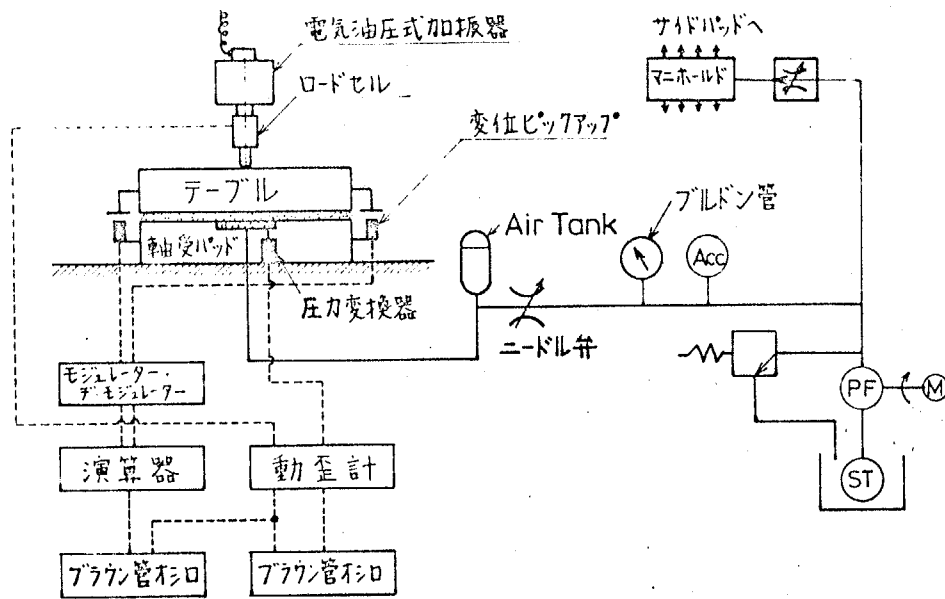


図 3.42

を介して加振される。加振
力ならびに予荷重はロードセ
ルにより検出されてブラウン
管オシロスコープに記録され
またその目盛りによってコン
トロールされる。油膜厚さ
は軸受パッドの4隅に取り付
けられたうず電流式変位検出

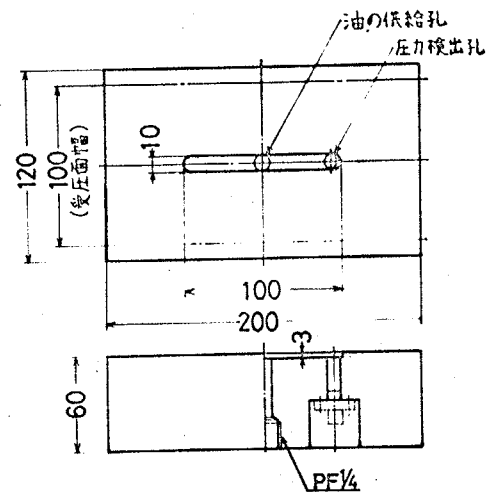


図 3.43

子により演算機を通して中心点および傾き変位に変換してブ
ラウン管オシロスコープに記録し、また傾き変位が生じない

ように荷重点の位置と調整して実験を行なった。供給圧力はリリーフ弁とアキュレータ(4ℓ)で一定に保持され、絞り抵抗はニードル弁で調節し、また絞りの下流管路に設けられた空気留めの空気量によって管路の圧縮性(流体キャパシタンス)の調整を行なった。管路には配管用炭素鋼管(内径12.7^φ)を用い絞りからポケットまでの管路の長さは約400 mm, 空気留めの管路は約200 mmである。潤滑油の温度は案内面のすきまから流出したオイルパンの油温を棒状アルコール温度計で測定し、ポケット圧力は周波数特性のよい半導体小型圧力変換器をポケット部に埋め込み、また供給圧力はブルドン管圧力計で測定した。

本実験は次の条件で行なった。

(1) 潤滑油は前節と同じモデルの D.T.E Oil Light を使用した。

(2) 絞りの条件は、絞りⅠ(流体抵抗 $R_f = 1 \text{ kg} \cdot \text{s} / \text{cm}^5$) と絞りⅡ ($R_f = 2 \text{ kg} \cdot \text{s} / \text{cm}^5$) の2種とし、その流量特性は粘度一定ならば流量が差圧に全、たく比例する、すなわち毛細管絞りの特性を示す。

(3) 荷重条件は、供給圧力 $P_s = 6 \text{ kg} / \text{cm}^2$ のとき絞り

I, II に対し荷重 W_s と油膜厚さ h_s の関係は図 3.44 のようになるので, 絞り I に対しては油膜厚さ $h_s = 100 \mu$ にほぼなるように $W_s = 140 \text{ kg}$, また絞り II に対しては $h_s = 100$

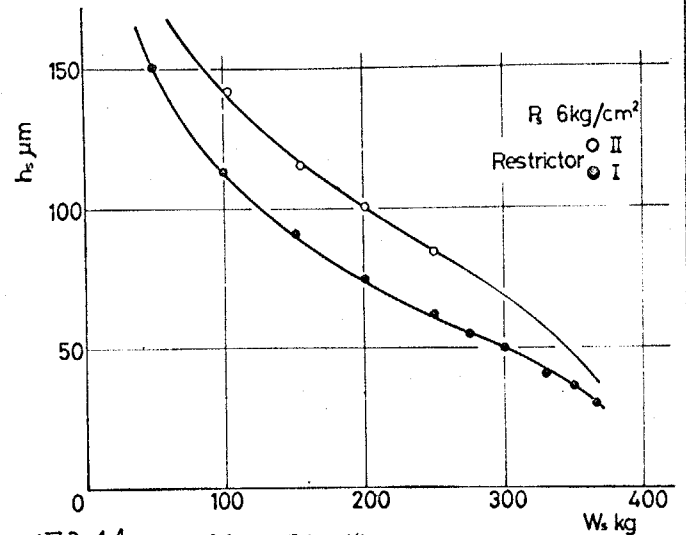


図3.44 油膜厚さ～荷重曲線

μ になる $W_s = 200 \text{ kg}$ のほかに $W_s \sim h_s$ 曲線が非線形になる 100 kg ($h_s = 145 \mu$) および 300 kg ($h_s = 70 \mu$) についても実験を行なった。

(4) 油圧管路の条件は絞りの下流に空気留めを付した管路を用い, 大気圧下における空気留めの体積 $V_a = 9.7 \text{ cc}$, $V_a = 1.6 \text{ cc}$ の二種とし, それ

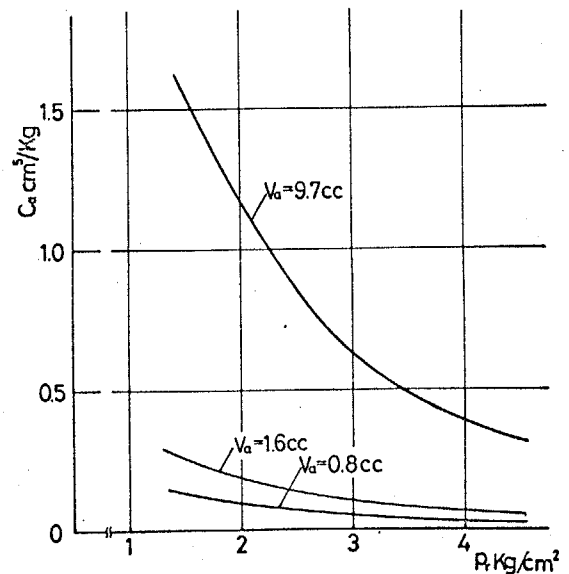


図3.45 管路の流体キャパシタンス

らの空気量に対する管路の流体キャパシタンスは図 3.45 のようになる。

(5) 加振は $0.1 \sim 1000 \text{ Hz}$ の範囲で, 加振力を 25 kg で行ない, また線形性を確かめるために 50 kg および 12.5 kg の加振力についても実験を行なった。なお, 本実験装置自

身の振動の影響を調べるために、油を供給しないときの変化の周波数特性と、油を供給したときの変化とを共に図3.46に示す。図より本実験装置の構造の振動が油膜厚さの測定に影響を及ぼさないことがわかる。

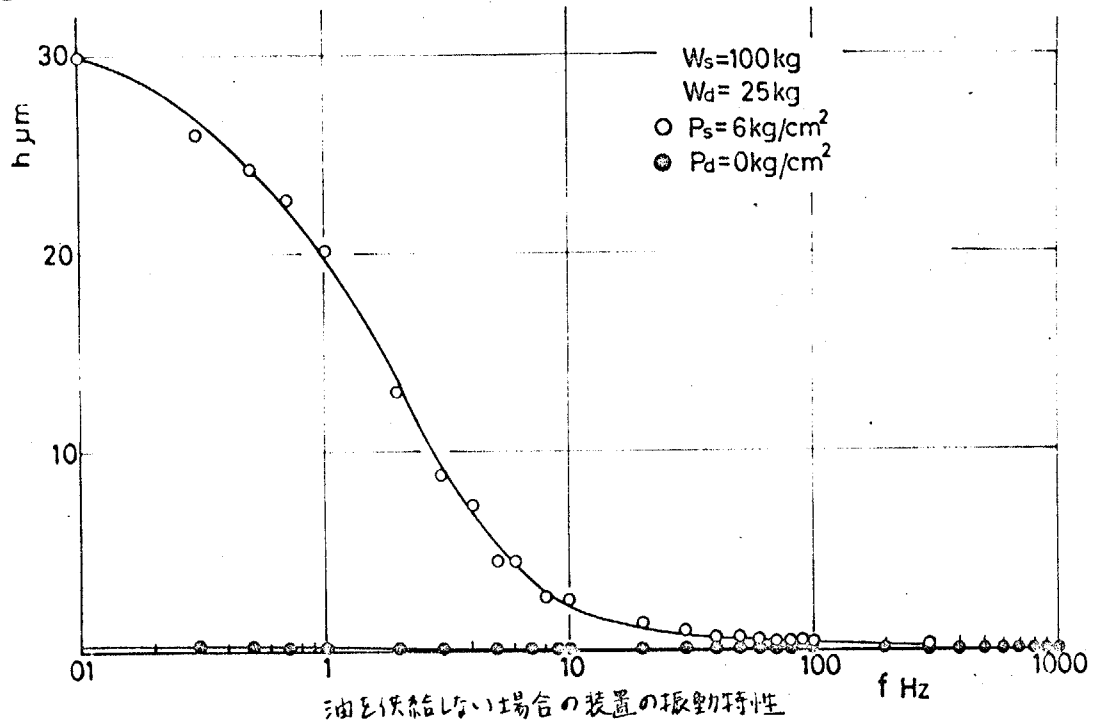


図3.46

3.6.2 実験結果

(1) 管路の圧縮性の影響 他の条件と同じにして、管路の圧縮性のみを変えたとき ($V_a = 9.7 \text{ cc}$, 1.6 cc) の周波数応答の測定結果 (変動荷重に対する変位のゲインおよび位相線図) を図3.47に示す。管路の圧縮性が大きい $V_a = 9.7 \text{ cc}$ の場合には、 0.8 Hz 付近の低周波で共振点が見られ、これはステップ応答におけるオーバーシュートに相当する。

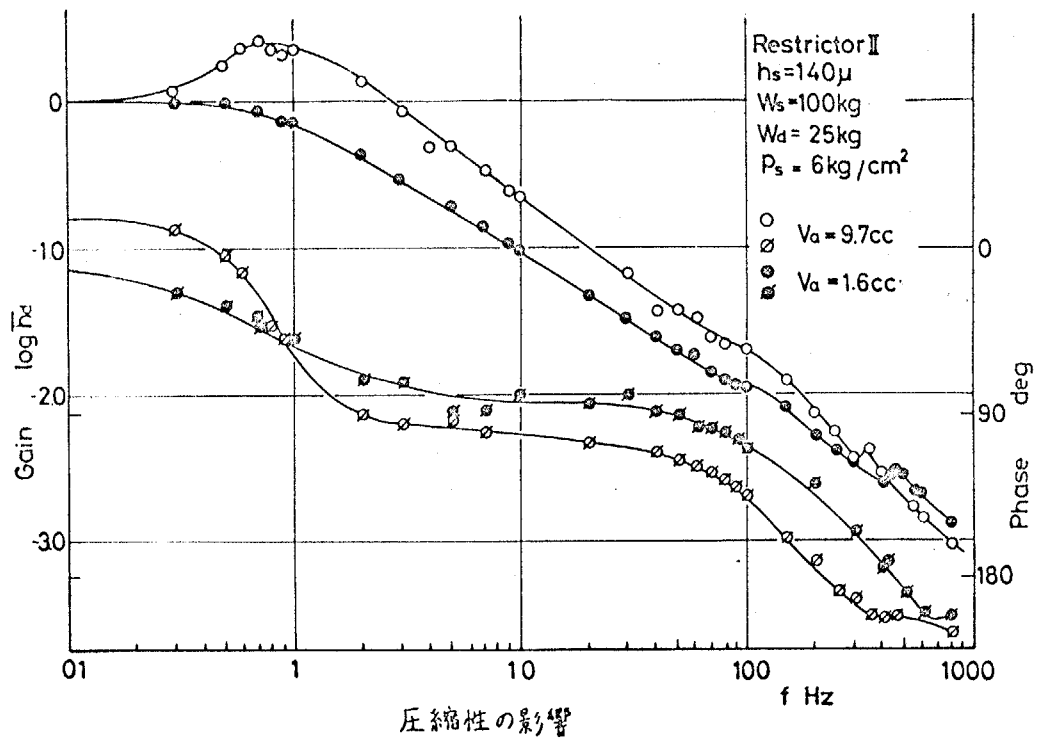
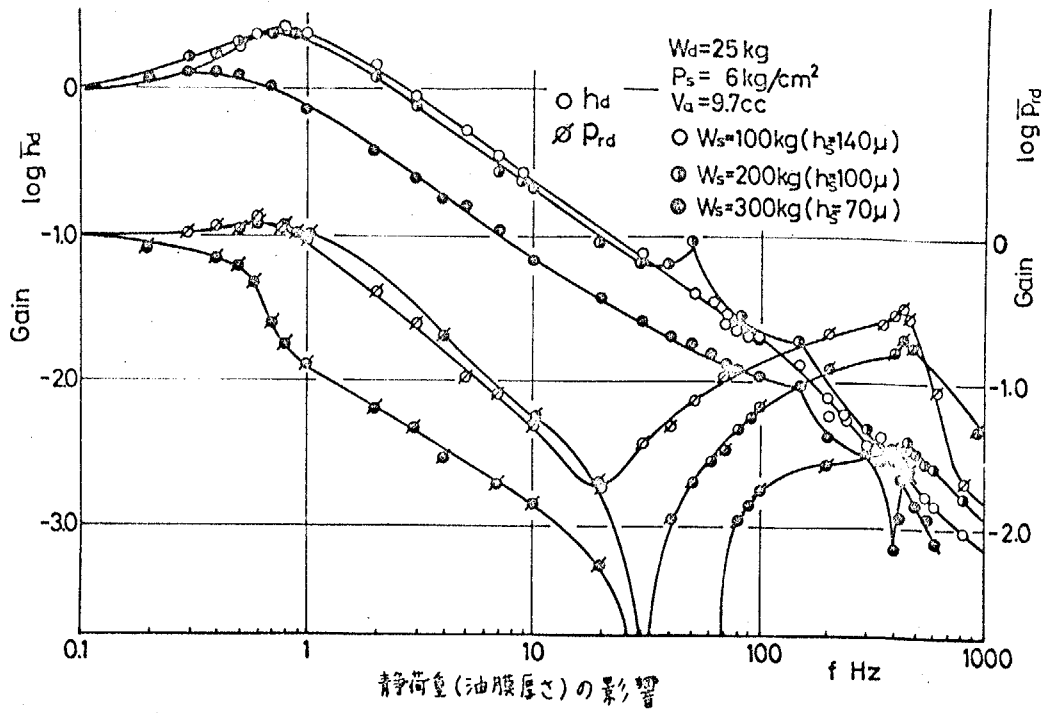


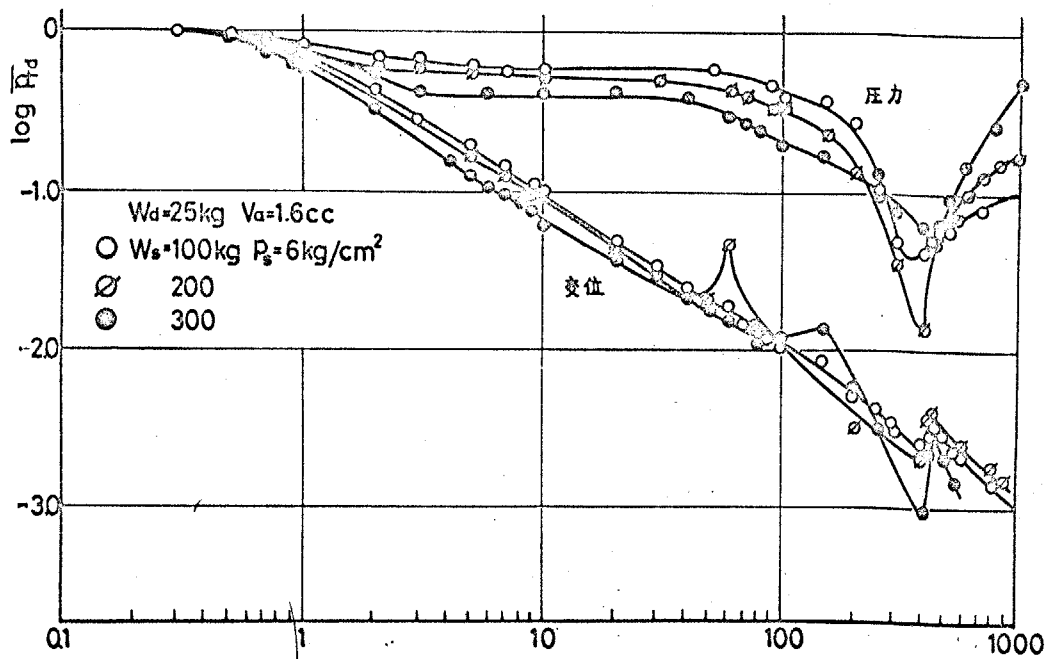
図3.47

図より圧縮性の影響は，他の条件が同じ場合には，100 Hz ぐらいの周波数範囲までは顕著に現われ，それ以上の周波数になると，両者は近づく。位相は，圧縮性が大きいために変位振巾にピークが生じる場合には1 Hz付近で圧縮性の大きい方が変化が急で，それ以上の周波数では両者はほぼ平行に変化している。

(2) 予荷重（油膜厚さ）の影響 絞り，供給圧力 P_s および空気量 V_a を一定にして，予荷重 W_s をパラメータとした（この場合油膜厚さも同時に変わる）ときの周波数特性の測定結果を図3.48 および図3.49 に示す。図3.48，3.49とも，どの荷重条件においても400 Hz 付近に，また静荷重 $W_s = 200 \text{ kg}$



17) 3.48



17) 3.49

のときには $50 \sim 60 \text{ Hz}$ にも変位振中の極大値が見られる。一方、圧力は、空気量が $V_a = 9.7 \text{ cc}$ と多い場合には図3.48より $20 \sim 60 \text{ Hz}$ に変動値の極小点があり、ここではポケットの圧力変動がほとんどないので減衰効果はランド部のスクイズ作用のみによることになる。また、 400 Hz 付近には極大値が生じている。空気量が $V_a = 1.6 \text{ cc}$ の場合には図3.49より 400 Hz 付近に極小点のみを持つ。空気量のいずれの場合にも 400 Hz 付近に圧力振中に極値を持つことから、供給管路系自身の共振と考えられ、この影響が変位に 5 dB ぐらいの変化を与えている。

(3) 絞りの影響 油膜厚さ、流体キャパシタンス（圧縮性）と同じ条件にして、絞り抵抗を2種類変えたときの測定結果を図3.50に示す。抵抗の大きい絞りⅠの場合、 40 Hz と 400 Hz で変位応答曲線に極大値を持ち、抵抗の小さい絞りⅡの場合は 450 Hz だけに極値を持つ。

圧力の変動は、絞りⅠのとき 100 Hz に、絞りⅡのとき 400 Hz に極小点が生じている。

絞りは管路系の特性に大きく影響し、その影響が変位に $5 \sim 10 \text{ dB}$ 程度の変化となって現われている。

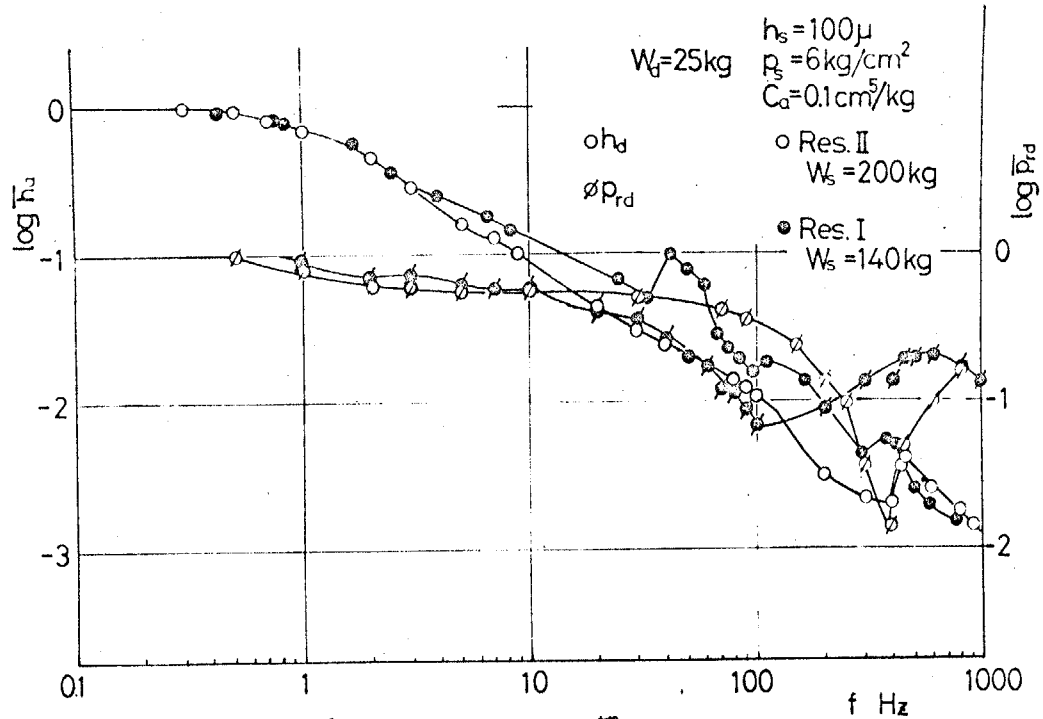


図3-50 絞りの影響

(4) 荷重の振巾の影響 図3-44 に示す荷重～油膜厚さ曲線が非線形になる $W_s = 100 \text{ kg}$ ($h_s = 140 \mu$) および $W_s = 300 \text{ kg}$ ($h_s = 70 \mu$) に対して変動荷重 $W_d = 12.5 \text{ kg}$, 25 kg , 50 kg と変えたときの結果を図3-51, 3-52 に示す。本実験範囲 ($W_s = 100 \text{ kg}$ のとき $W_d/W_s \leq 0.5$, $W_s = 300 \text{ kg}$ のとき $W_d \leq 0.15$) では W_d の大きさの影響はほとんどみられない。

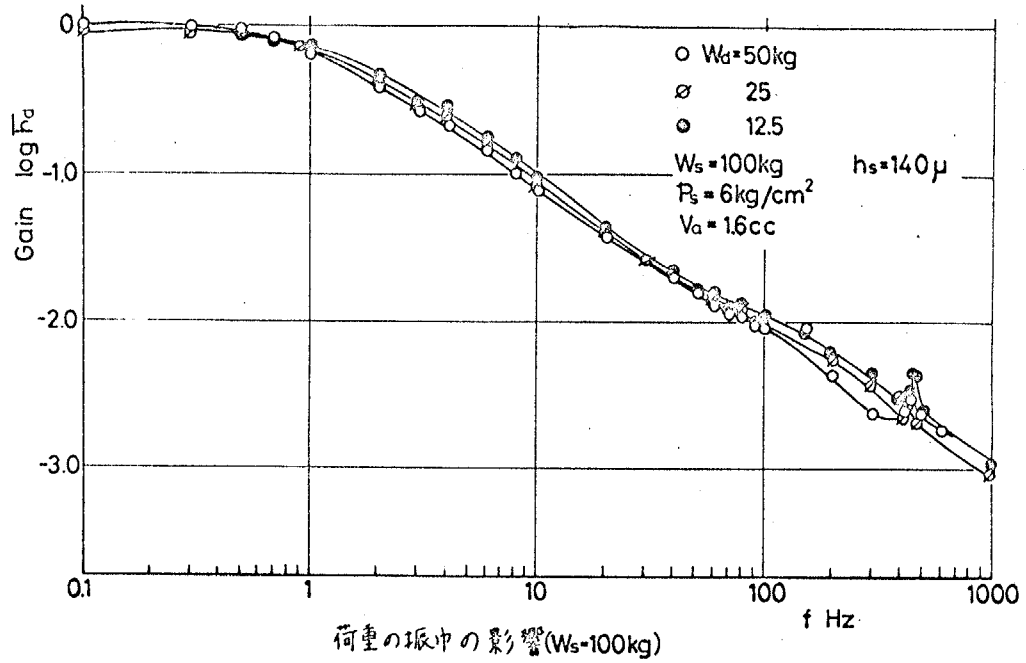


図 3.51

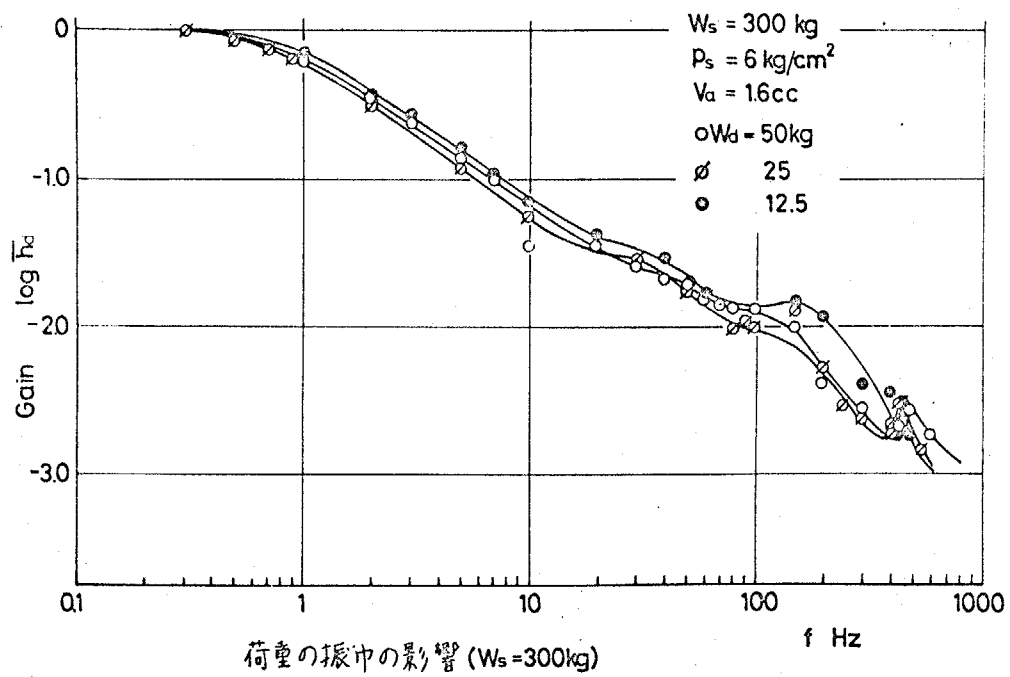


図 3.52

3.5.3 実験結果に対応した計算結果 本実験条件に対する式(3.25), (3.26)の計算結果と実験結果の比較検討とする。なお, 形状係数の値は, 3.2.1節で計算した表1の数値を用いた。

(1) 圧縮性の影響 図3.47の実験結果に対応する計算結果は図3.53のようになる。変位振巾 $\bar{x}_a$ の応答曲線は図3.47と傾向はよく似ているが, 理論曲線の場合10Hzぐらゐから空気量 V_a の違いによる影響がなくなるが, 実験では200 Hzぐらゐまでその影響が現われている。

位相は20~30 Hzまではよく一致しているが, それ以上の周波数になると理論値では変化がないが実験結果では管路系の共振点によると思われる位相の急変化が生じている。

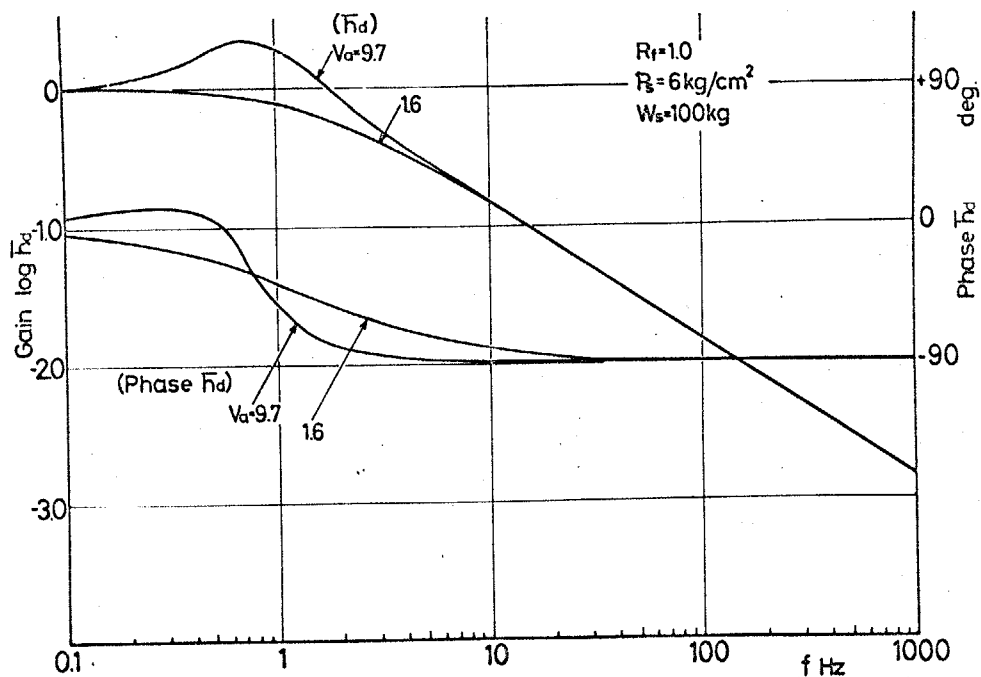


図 3.53

(2) 予荷重の影響 図 3.48, 3.49 に対応する計算結果をそれぞれ図 3.54, 3.55 に示す。定量的には実験結果と多少ずれがあるが, 30Hz までは傾向はよく似ている。しかし, 圧力変動は $V_a = 9.7\text{cc}$ の場合 1Hz まで, また $V_a = 1.6\text{cc}$ の場合 30Hz ぐらいまでは実験値と傾向は似ているがそれ以上の周波数では全く異なっている。ここでは管路系の特性はもはや式 (2.34) で表わされるような単純ではなく, その複雑な特性の影響が変位振巾にも現われている。

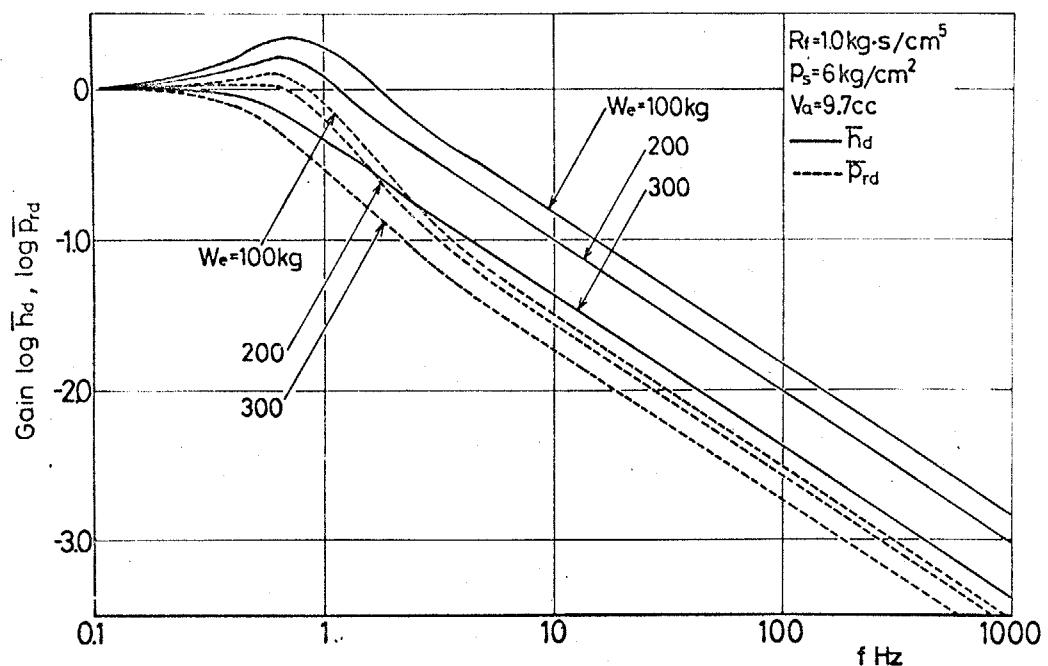


図 3.54

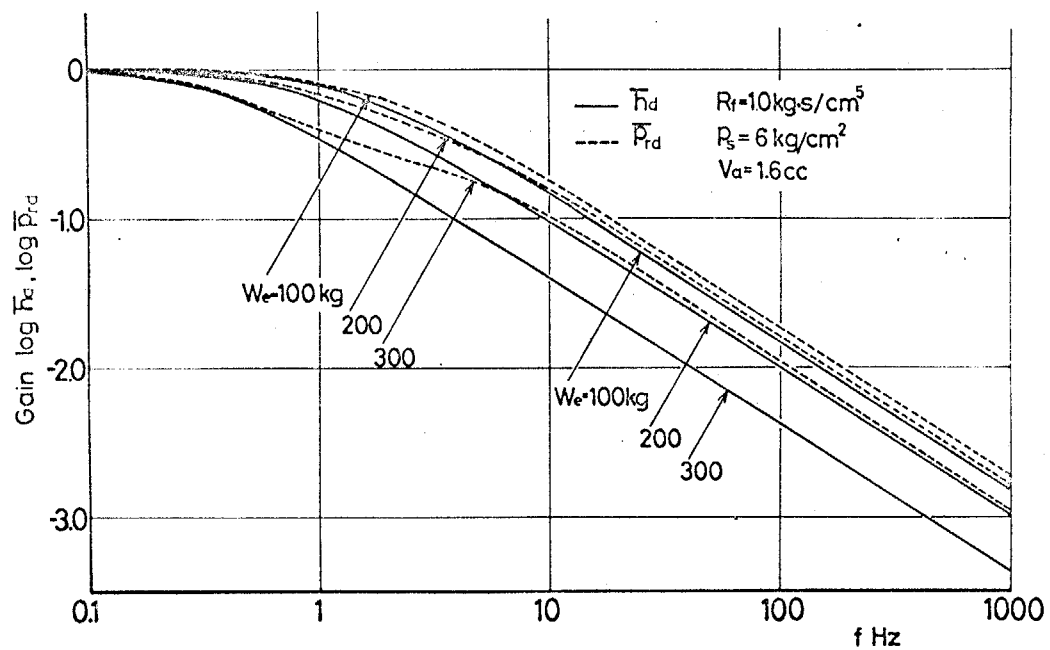


図 3.55

(3) 絞りの影響 図 3.50 に対応した計算結果を、図 3.56 に示す。両図を比べると、抵抗の小工は絞りⅡの場合には変位振巾が 100 Hz までよく一致しているが、抵抗の大きい絞りⅠの場合には 20 Hz ぐらいからずれてくる。

圧力は両者の絞りの場合とも実験値は理論値と全く異なっている。

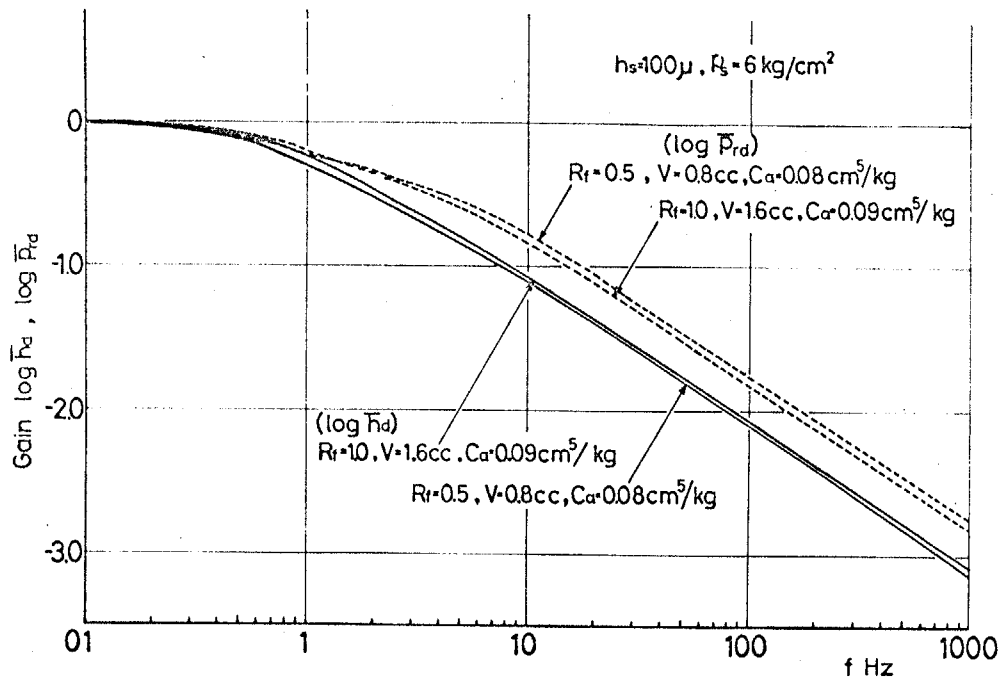
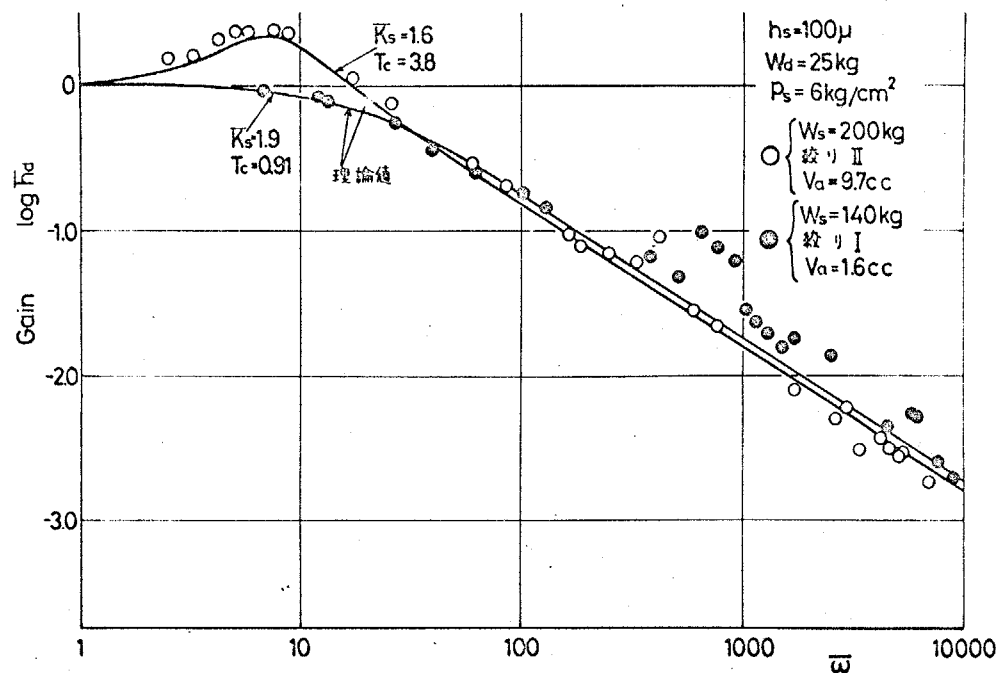


図 3.56

(4) 図 3.57 は理論値と実験値がよく一致した例である。しかし 30 Hz からずれてきており、その差は最大 10 dB ぐらいである。



理論値と実験値の比較

図 3.57

3.6.4 理論による一般特性

以上の比較により、管路

系の特性が式(2.34)と仮定して得られた変位振巾の式(3.25)は、本実験条件のように管路特性が式(2.34)と大きく異なる場合には、実際の現象とかなり異なってくるが、それでも静圧軸受の動特性を第一近似としてその傾向をかなり予測できる。そして、式(3.25)は一般特性をみるのに便利な形に無次元化されている。すなわち、その特性を決めるパラメータは T_c , k_s , γ および形状係数に集約され、それぞれが圧縮性、絞り条件、テーパーの慣性および受圧面形状に対応している。

そこで、 T_c , k_s , γ および形状 (b/B) をパラメータとして式(3.25)を計算した結果を以下に示す。

(1) T_c パラメータ (圧縮性の影響) T_c パラメータ

とした計算結果を図 3.58 に示す。図より、 T_c が 0 のときの曲線は無次元角周波数 ω が高くなるにしたがって $T_c = 0$ のときの曲線からそれに平行な直線に途中で変曲点をもって移り、 ω が大きいところでは T_c の値に関係なく (ただし $T_c = 0$ を除く) 同じ直線に重なる。そして T_c が大きくなるにしたがって $T_c = 0$ の曲線から他の曲線へ移る ω が小さくなり、 $T_c = 1$ のときは変曲点をもたずに移り、 T_c が 1 を越えると極大値を生じるようになる。したがって T_c が大きくなるほど減衰性が下るが、 ω が大きくなると T_c の大きさによる影響は少ない。

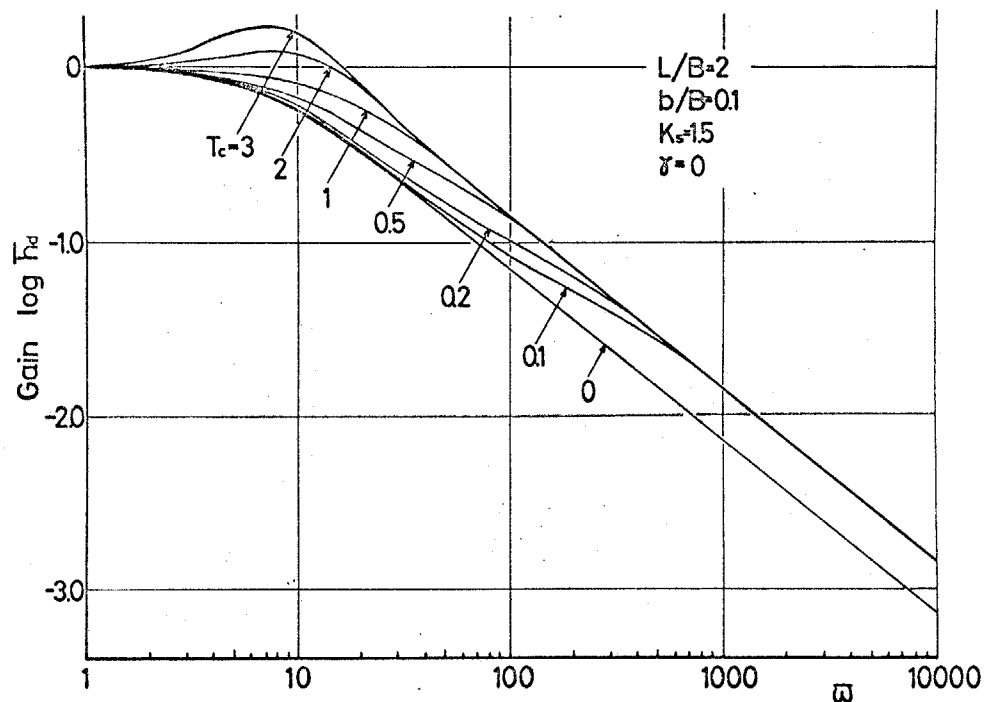


図 3.58

(2) R_s パラメータ (絞りの影響) R_s をパラメータとした計算結果を図3.59に示す。 R_s が大きくなるにしたがって図3.58で示された $T_c = 0$ と $T_c \neq 0$ のときの平行線の間隔が広がる。したがって、 R_s が大きいほど T_c の影響が大きくなり、減衰性が低下する。

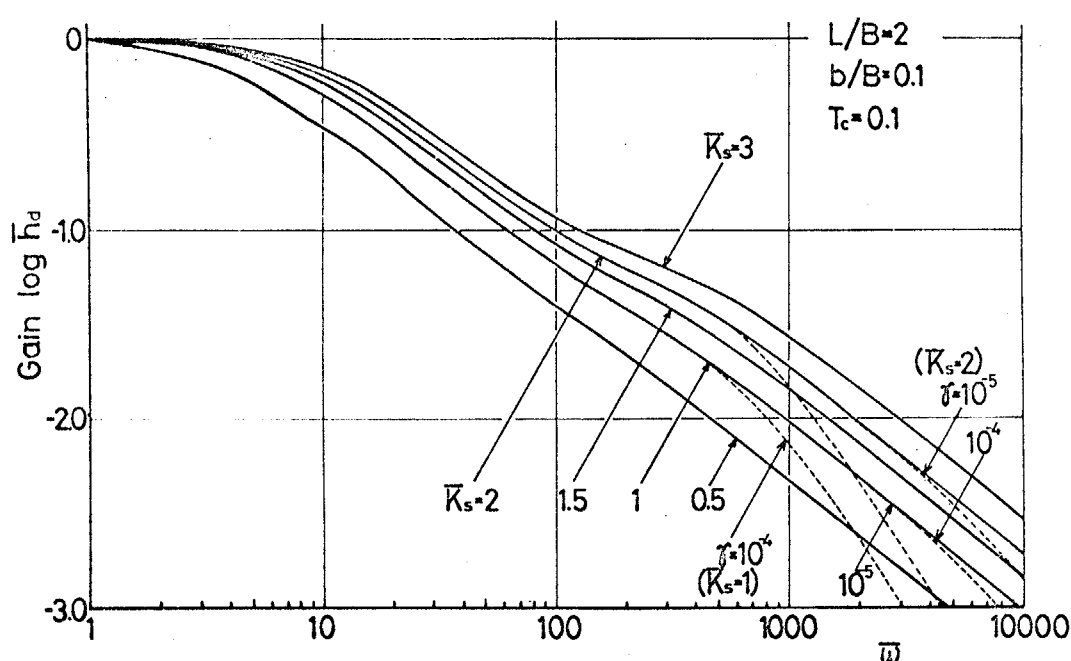


図3.59

(3) b/B パラメータ (形状の影響) 計算結果を図3.60に示す。図より、ポケットが大きいほど T_c の影響は大きくなり、減衰性が低下する。また、 ω が小さいところ、すなわち $T_c = 0$ のときの曲線もポケットが大きくなるほど減衰性が低下する。

(4) J の影響 (テーブルの慣性の影響) テーブルの

慣性の影響は、一般には $\gamma < 10^{-6}$ と小さく、本実験条件でもこの範囲にあり、無視できる。しかし条件によ、 $\gamma > 10^{-5}$ となり（受圧面積 A_p が小さい場合）、そのような場合、図 3.60 より、 γ の影響は減衰性を増大させ、その効果は K_s には関係せず T_c が大きいほど、ポケットが大きいかほど大きい。

しかし、ポケットおよび γ が大きいとき（例えば $b/\beta = 0.6$, $\gamma = 10^{-5}$ ）は極大値をもち、その付近の $\bar{\omega}$ では減衰性が低下する。

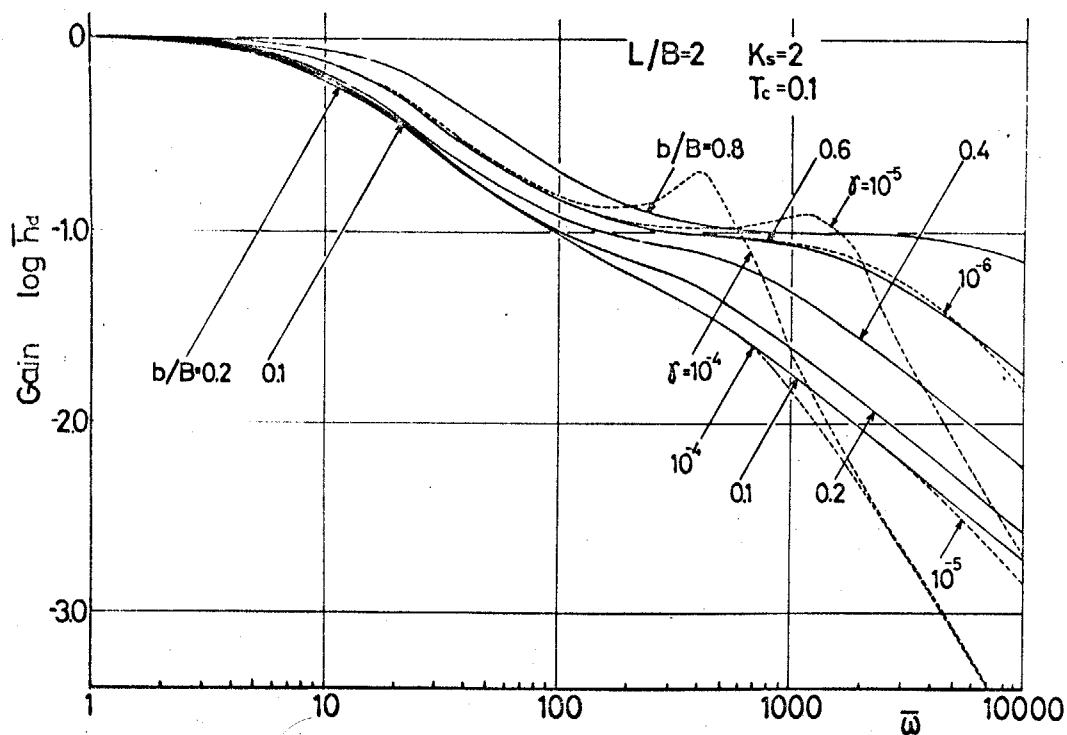


図 3.60

3.7 まとめ

前章の一般解析法を具体化し、静圧案内面の動的な基本特性を知るために直線運動形の静圧案内面の最も単純な形である単一ポケットを有する長方形スラスト静圧軸受について前章の解析法を適用して各係数について数値計算し、運動方程式を導きさらに形状係数の測定、ステップ応答および周波数応答の実験ならびに解析を行なった結果従来の研究にない新しい知見が種々得られ、それらをまとめると以下のようになる。

(1) 形状係数のうち静的に測定できる λ_{11} , λ_{21} , λ_{31} を測定した結果計算値は妥当な値であり、種々の計算結果より実用上考えられる L/B , b/B の範囲では次のことがわかる。

(i) 前章でも示したように $\lambda_{ij} = \lambda_{ji}$ ($i, j = 1, 2, 3$.)

(ii) $\lambda_{11} \approx \Lambda_{11}(1 + \chi k^2)$. ただし χ は形状だけで定まる定数

(iii) $\lambda_{21} \approx \Lambda_{21}$

(iv) $|k| < 0.5$ で $\lambda_{31} \approx \Lambda_{31}'k$.

(v) $|k| < 0.2$ で $\lambda_{32} \approx \Lambda_{32}'k$, $\lambda_{22} \approx \Lambda_{22}$, $\lambda_{33} \approx \Lambda_{33}$.

(2) 形状係数の計算結果を用いて運動方程式を求めた結果

(i) 管路特性が流体抵抗だけの場合、運動方程式は式(3.7)

, (3.8) のようになり この 2 自由度の運動方程式の速度連成項は等しい。 すなわち減衰係数の相反性が成立する。

(ii) 運動方程式を無次元線形化して求めると, $V \neq 0$ のときテーブルの運動は, 図 3.16 に示されるブロック線図で表わされ, $V = 0$ のときはテーブル中心点の運動(ε) は傾き(δ) の影響を受けない。

(iii) 無次元減衰係数は抵抗減衰係数 $k_\varepsilon \pi/3$ とスクイーズ減衰係数 Λ_{22} から成る。

(iv) 減衰係数の大部分を占める抵抗減衰係数の構成要素である π と動力係数 η とは次のような関係がある。

$$\pi = 1/\eta$$

(v) (流体キャパシタンス C_a の効果) 絞り下流管路の圧縮性の影響は

$$T_c = K_s / K_c = C_a K_s / A_e^2$$

の形で影響し, したがって有効受圧面積 A_e が小さくなるほど, また油膜静剛性 K_s が大きくなるほど流体キャパシタンス C_a の影響も大きくなる。

(vi) 一般に流体キャパシタンスの影響はテーブルの慣性項に比べて無視できず, 特に流体キャパシタンスの大きい(管

路剛性の低い) ためみ管を用いたり, 管路に気泡が混入した場合には, テーブルの運動は式(3.30)に示されるように二次系の運動に外力の微分動作を加えた運動となり, 流体キャパシタンスがこの運動系の慣性項と外力の微分項を与える。また, このような運動系の機械回路を表わすと図3.17(b)のように表わすことができる。またこのとき, 動特性は T_c と ψ だけで決まる。

(3) ステップ応答を種々の軸受条件について実験ならびに解析を行なった結果

(i) オーバースhootは次の条件で発生する。

$$\psi \geq 1 \text{ のとき } T_c > 1$$

$$\psi < 1 \text{ のとき } T_c > \{(\psi + 1/\psi)/2\}^2$$

(ii) オーバースhootが生じる場合, オーバースhoot率は油膜静剛性が最大のとき最大になる。

(iii) ψ が一定ならばオーバースhoot率 O_s はほぼ $(T_c - 1)$ に比例する。

(iv) テーブルをしゃう動しない状態での過渡現象については, $|e| \leq 0.1$, $|b| \leq 0.1$ なる条件のもとで線形近似運動方程式は妥当である。

(4) 周波数応答と種々の軸受条件について実験を行うに、解析を行なった結果、一般的に言うとき変位振巾の実験値と理論値が一致するのは30Hzぐらいまでで、それ以上の周波数では、管路系の特性の仮定が成立しなくなり、その影響が無視できず、

(i) 空気量の影響は10Hz以下の低周波領域で現われる

(ii) 空気留りの空気量が多い場合、ポケット圧力がほとんど変動しなくなる、すなわち減衰作用がランド部のスクイズ作用による抵抗力だけになる周波数領域があり、荷重が大きく（油膜厚さが小さく）なるとその領域が広がる。

(iii) 本実験範囲内（ $\beta \approx 1/4$ のとき $W_d/W_s \leq 0.5$, $\beta \approx 3/4$ のとき $W_d/W_s \leq 0.15$ ）では荷重の振巾依存性はほとんどなく、線形素として扱える。

(5) 理論計算による一般特性は、

(i) 普通の条件では $\gamma < 10^{-5}$ であり、したがってテーブルの慣性は無視できる。 $\gamma \geq 10^{-5}$ になると高周波数領域で γ と T_c の相乗効果によって減衰性を増大させる影響が出始め、その効果はポケットが大きく、 T_c が大きいほど大きくなり、 k_s には余り影響されない。 また、ポケットが $b/B \geq 0.6$

と大きく、 $\gamma > 10^{-5}$ の場合極大値を持つ。

(ii) T_c の影響は低周波領域にあり、高周波領域では T_c の大小の影響がなくなる。

(iii) k_s は T_c の有無の効果に顕著に影響する。

第4章 静圧案内面の基本特性 (II. 2ポケット構造の場合)

4.1 まえがき

前章において最も単純な形の単一ポケット構造について第2章の一般解析法を適用して解析を行ない、また種々の実験を行なって、動的な基本特性を明らかにした。

しかし、単一ポケットでは傾に対する剛性は非常に小さいので、多自由度運動を論ずるのはあまり意味なく、実際にはモーメントに対して剛性をもつように複数ポケットの構造にする。

また、単一ポケットでは複数ポケットでみられる一方のポケットから流出する流量は隣りのポケット圧力によって影響されるといった隣りどうしの相互干渉がない。

複数ポケット構造の最も単純な構造は、2ポケット構造であるから2ポケット構造が実際の静圧案内面の基本となる。

また、直線運動形の案内面の構造は、普通教本の細長い面で構成されており、駆動力、切削力などによって生じるモーメントは長手方向のポケットによる剛性により支えらるが、それ以外のモーメントは独立した複数の受圧面で受けるので、静圧案内方式にしても、一条の面には長手方向にポケット

と並べて、幅方向には並べる必要がない。

したがって、長手方向にスフ並んだスポケット構造の特性が、直線運動形静圧案内面の基本となる。

従来、静圧スラスト軸受の複数ポケットについては、実際の設計上重要であるにもかかわらず、その静特性の計算方法ならびに計算例を示した研究が若干ある程度でほとんどなく、運動を論じたものは見あたらない。

本章では、スポケット構造の基本運動となる垂直変動と傾き変動からなるス自由度のテーブル運動の解析を行なっており、まず種々の形状に対する形状係数の計算を行ない、次にその係数を用いて運動方程式を導く。

そして、力のモーメントだけの場合と、力のモーメントと垂直荷重が同時に作用する偏心荷重の場合について、その静的変化を測定して理論値と比較し、また傾き剛性について考察する。

さらに、スポケットを有するテーブルに対して偏心入力荷重を与えることにより垂直変動のほかに傾き変動の2自由度の運動を同時に生じさせ、そのときの油膜厚さの過渡変位を測定して、前章の1ポケットの場合と同様に傾き変動のオー

バーシュート率と絞り抵抗、油膜厚さおよび流体キャパシタンスの関係を調べる。

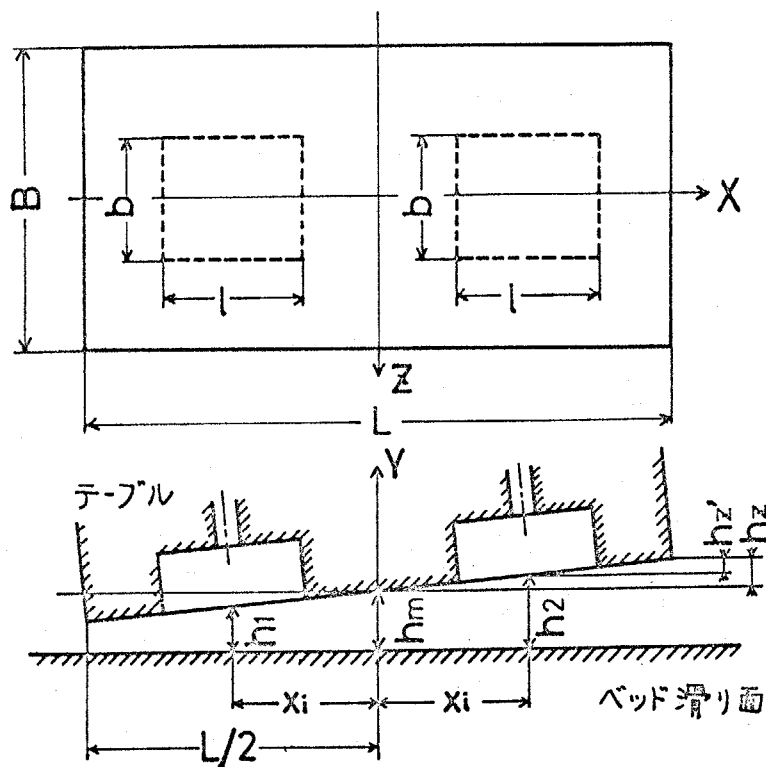


図 4・1

4.2 理論解析

図4.1において2ポケット構造のテーブルのZ方向の傾きは、単一ポケットの場合における傾きと同じ性質を示すので、ここではZ方向には傾かないとし、また図4.1に示すようにポケットの配置は対称とする。このような構造の場合、第2章の式(2.23)は次のようになる。

$$\begin{bmatrix} P_0 Q_{r1} \\ P_0 Q_{r2} \\ W/A_p \\ M/LA_p/2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda_{11} & \lambda_{12} & \lambda_{1y} & \lambda_{1z} \\ \lambda_{21} & \lambda_{22} & \lambda_{2y} & \lambda_{2z} \\ \lambda_{y1} & \lambda_{y2} & \lambda_{yy} & \lambda_{yz} \\ \lambda_{z1} & \lambda_{z2} & \lambda_{zy} & \lambda_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_{r1} \\ P_{r2} \\ P_1 \left(\frac{d\dot{h}_m}{dt} - \frac{\dot{h}_z U}{L} \right) \\ P_1 \frac{d\dot{h}_z}{dt} \end{bmatrix} \quad \dots (4.1)$$

そこで、 $P_0 = \mu_0 / h^3 m$ 、 $P_1 = P_0 A_p$

4.2.1 形状係数の計算 前章と同様に、運動方程式を簡略化するために、運動方程式を導く前に3.2.1節と同様の方法で計算を行ない、形状係数の性質を調べる。

形状係数の要素間には、第2章の式(2.25)、(2.26)より次のような関係がある。

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{y1} &= \lambda_{1y}, \quad \lambda_{y2} = \lambda_{2y} \\ \lambda_{z1} &= \lambda_{1z}, \quad \lambda_{z2} = \lambda_{2z} \\ \lambda_{yz} &= \lambda_{zy} \end{aligned} \right\} \quad \dots (4.2)$$

また、形状の対称性より

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{11}(k) &= \lambda_{22}(-k) \\ \lambda_{12}(k) &= \lambda_{21}(-k) \\ \lambda_{y1}(k) &= \lambda_{y2}(-k) \\ \lambda_{z1}(k) &= -\lambda_{z2}(-k) \end{aligned} \right\} \quad \dots (4.3)$$

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{yy}(k) &= \lambda_{yy}(-k) \\ \lambda_{yz}(k) &= -\lambda_{yz}(-k) \\ \lambda_{zz}(k) &= \lambda_{zz}(-k) \end{aligned} \right\} \quad \dots (4.4)$$

したがって、16種の形状係数のうち、 $\lambda_{11}, \lambda_{12}, \lambda_{y1}, \lambda_{z1}, \lambda_{yy}, \lambda_{yz}, \lambda_{zz}$ の計7種の形状係数を計算すればよい。

2ポケット構造の場合、種々のポケット配置が考えられるが、ここでは以下に示す3種の基本的な形状について計算を行なう。

(1) 長手方向の半分の領域でランド巾が等しい場合

図4.2に示すような $L/2$ の領域でランド巾が等しい形状について形状係数の計算を行なう。

形状係数と傾き率の関

係の代表例として、 $b/B = 0.4$

$L/B = 2$ のときの計算結果を、

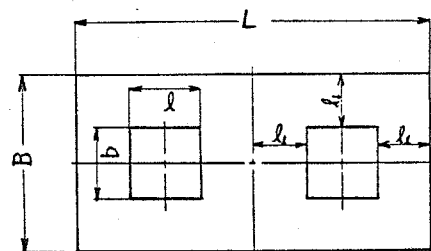


図4.2

図4.3, 4.4に示す。

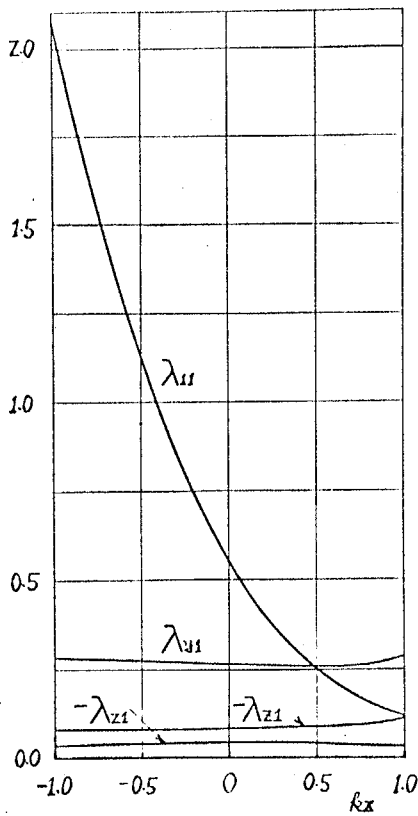


図4.3

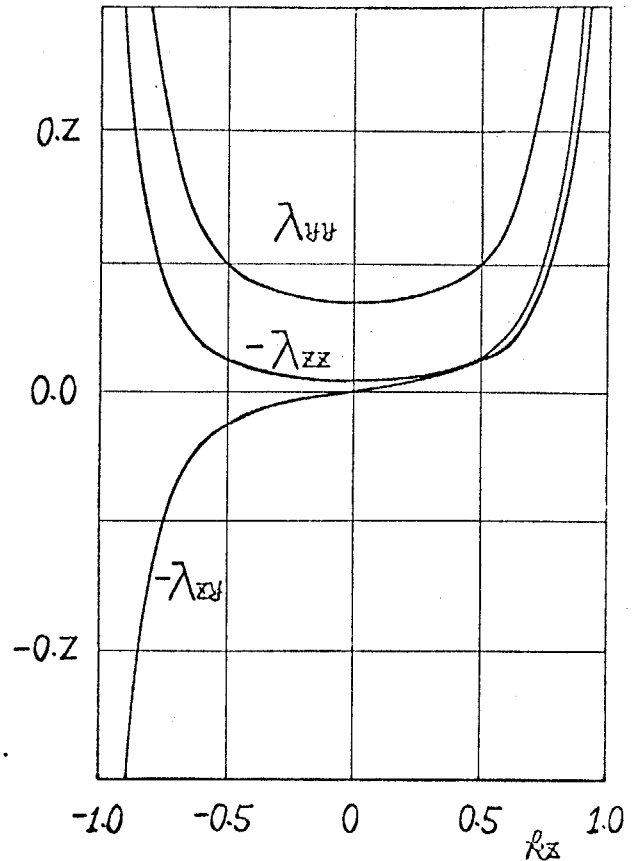


図4.44

動的な油膜力による形状係数 λ_{yy} , $\lambda_{yz} = \lambda_{zy}$, λ_{zz} の曲線は、単一ポケットの場合と同じような形であるが、静圧による形状係数 λ_{xx} , λ_{y1} , λ_{z1} は異なり、 λ_{z1} に対応する形状係数は単一ポケットの場合にはない。しかし、荷重係数 λ_{y1} は単一ポケットの荷重係数が h に関係なくほとんど一定であることに類似しており、単一ポケットの場合のような対称がない点異なる。また、 λ_{xx} はポケット中心点のすきま h が h によって大きく変わるために単一ポケットの流量係数と異なるので、単一ポケットの場合と対応させるために、ポク

ット中心点 x_1 のすま h_1 を基準にとり次のように変換を行なう。

$$Q_r = \frac{h_m^3}{\mu} \lambda_{11} p_{r1} = \frac{h^3}{\mu} \left(\frac{h_m}{h_1} \right)^3 \lambda_{11} p_{r1} = \frac{h^3}{\mu} \frac{\lambda_{11}^+}{\bar{h}^3} p_{r1}$$

ここで

$$\lambda_{11}^+ = \lambda_{11} / \bar{h}^3$$

$$h^+ = h d^+ / h_1$$

とおくと

$$h_1 = h_m - \frac{x_1}{L/2} h$$

であるから

$$\bar{h}_1 = 1 - \bar{\ell} h$$

よって

$$\left. \begin{aligned} h^+ &= (1 - \bar{\ell}) h / (1 - \bar{\ell} h) \\ \lambda_{11}^+ &= \lambda_{11} / (1 - \bar{\ell} h)^3 \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

ここに, $\bar{\ell} = x_1 / (L/2)$

そこで, λ_{11}^+ と h^+ の関係を図示すると図4.5のようになる。

図より λ_{11}^+ は h^+ のほぼ2次曲線になり, 単一ホケットの流量係数と同じ傾向を示す。

なお, $h=0$ のときの λ_{11} の勾配は式4.5より,

$$\Lambda_{11}' = \left(\frac{\partial \lambda_{11}}{\partial h} \right)_{h=0} = -3\bar{\ell} \Lambda_{11}^+ + \frac{\partial \lambda_{11}^+}{\partial h^+} = -3\Lambda_{11}^+ + \left(\frac{\partial \lambda_{11}^+}{\partial h^+} \right)_{h^+=0}$$

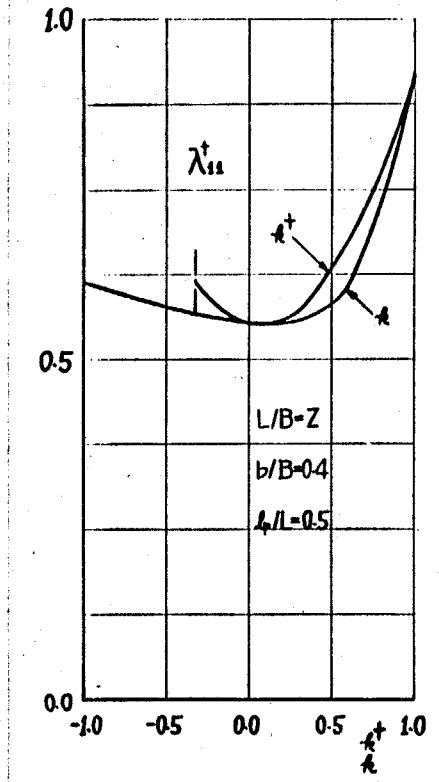


図4.5 $\lambda_{11}^+ \sim h, h^+$

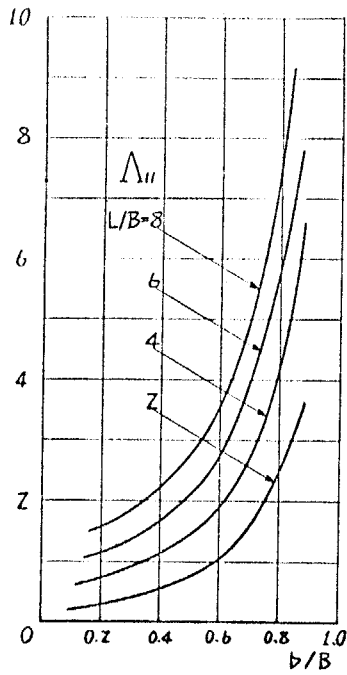


図 4.6

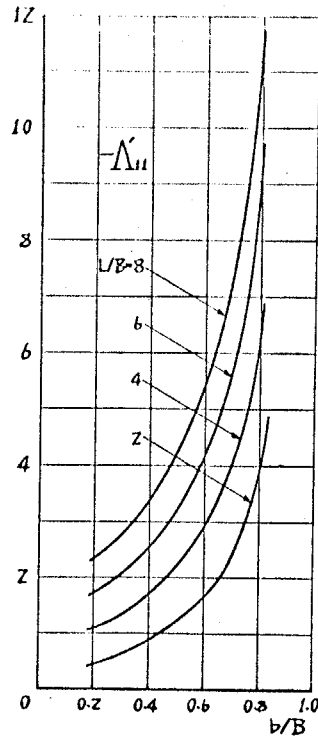


図 4.7

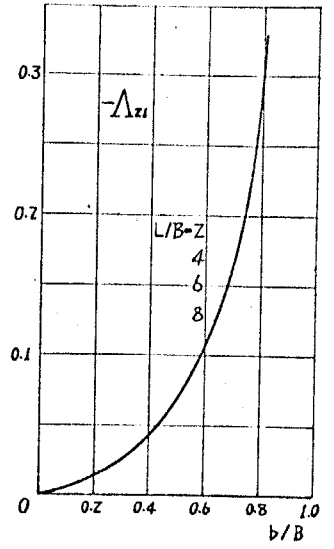


図 4.8

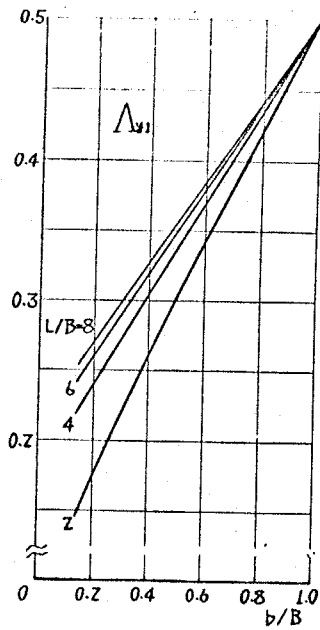


図 4.9

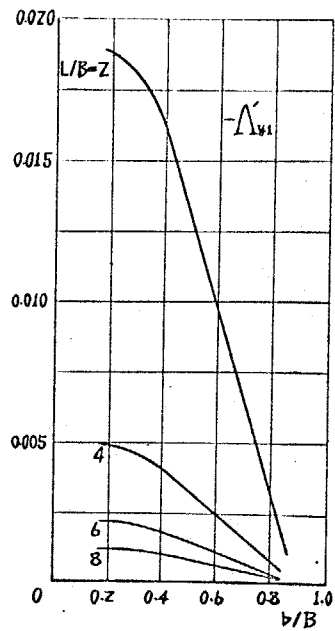


図 4.10

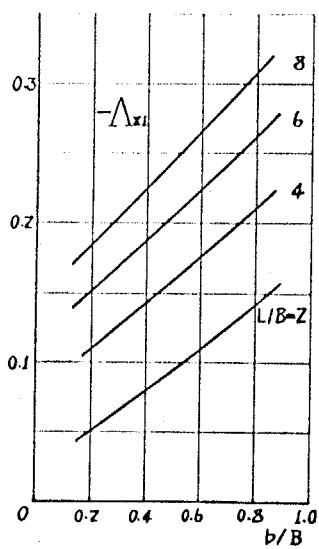


図 4.11

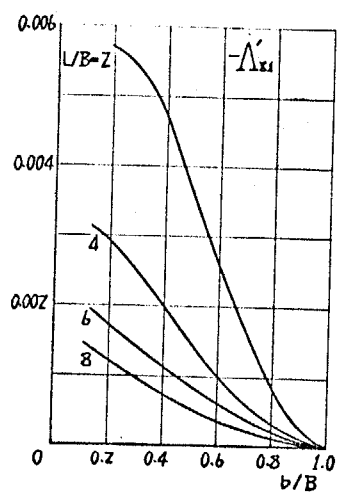


図 4.12

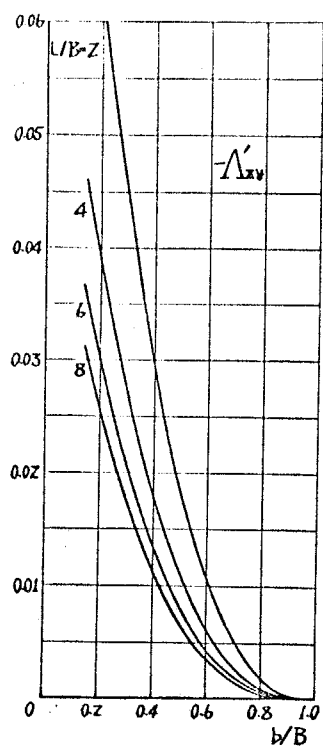


図 4.13

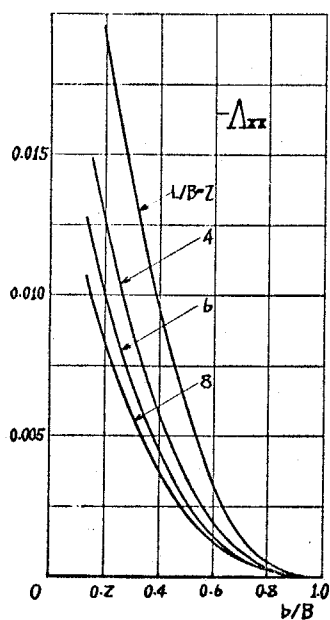


図 4.14

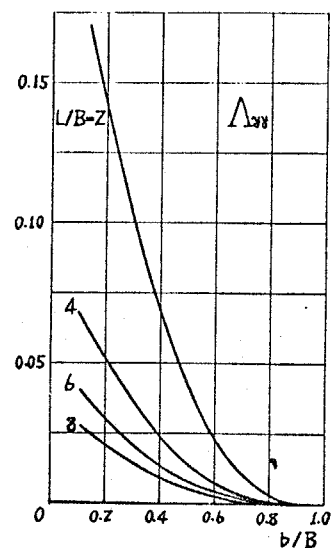


図 4.15

図 4.5 より

$$\left(\frac{\partial \lambda_{11}'}{\partial k^+} \right)_{k^+=0} \approx 0$$

よって

$$\Lambda_{11}' \approx -3 \bar{\ell} \Lambda_{11} \quad \text{----- (4.6)}$$

種々の b/B , L/B に対する $k=0$ のときの形状係数の計算結果を図 4.6 ~ 4.15 に示す。 $\Lambda_{11}, \Lambda_{y1}, \Lambda_{yy}, \Lambda_{zz}, \Lambda'_{z1}, \Lambda'_{zy}$ はそれぞれ対応する単一ポケットの形状係数と曲線の形がよく似ている。しかし単一ポケットには Λ_{z1} に対応する形状係数がないこと、および $\Lambda'_{y1}, \Lambda_{z1}$ に相当する係数が零であること、が異なる。また Λ'_{z1} はほとんど無視できる。 Λ_{11} は式の関係より Λ_{11} とほぼ相似である。

(2) 端のラウンド巾を一定にしてポケット面積を変えた場合

ここでは代表例として、図 4.16 に示すように $L/B=3$ についてポケット巾比 b/B , ポケット長さ比 ℓ/B を種々変えて

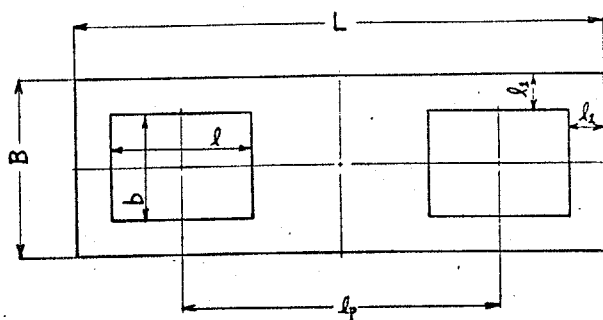


図 4.16

計算を行なう。 $k=0$ のときの計算結果を図 4.17 ~ 4.26 に示す。 Λ'_{z1} は (1) の場合と同様にほとんど無視できる。各 Λ_{ij} はパラメータ b/B に対して、皆ほぼ平行曲線と抽く。

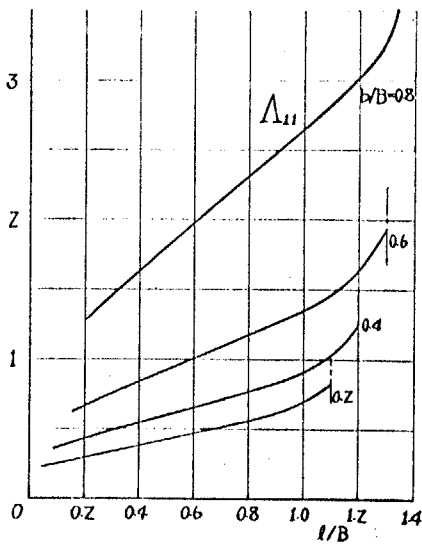


図 4.17

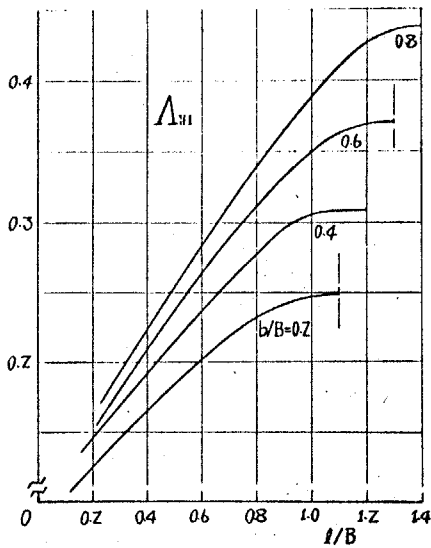


図 4.20

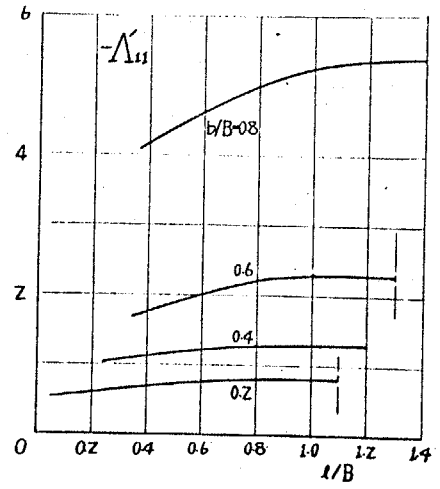


図 4.18

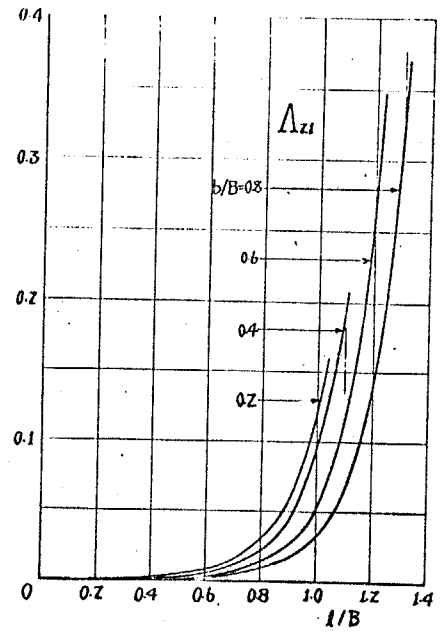


図 4.19

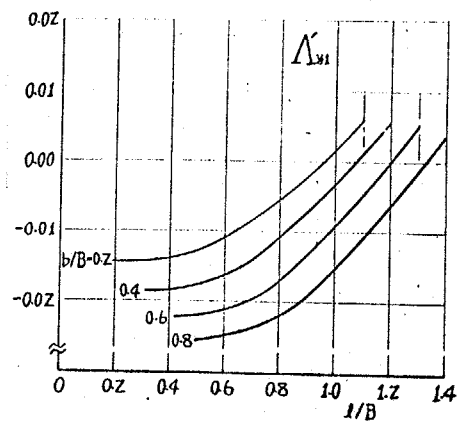


図 4.21

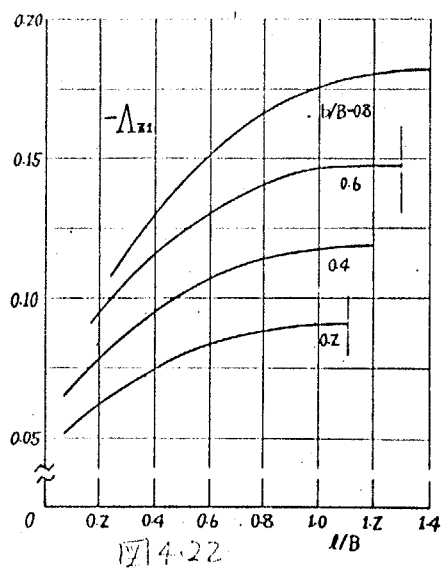


図 4.22

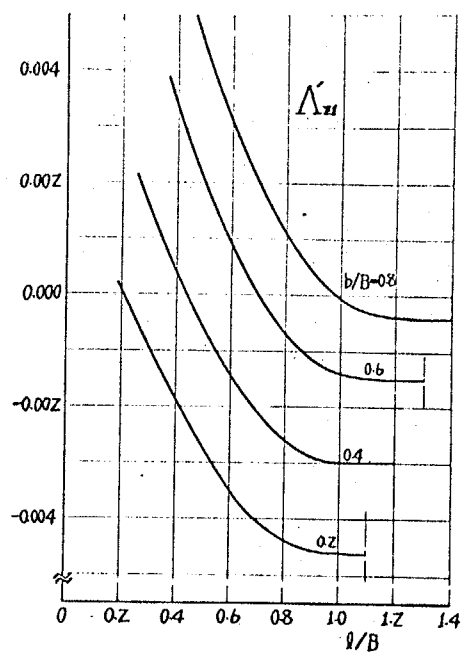


図 4.23

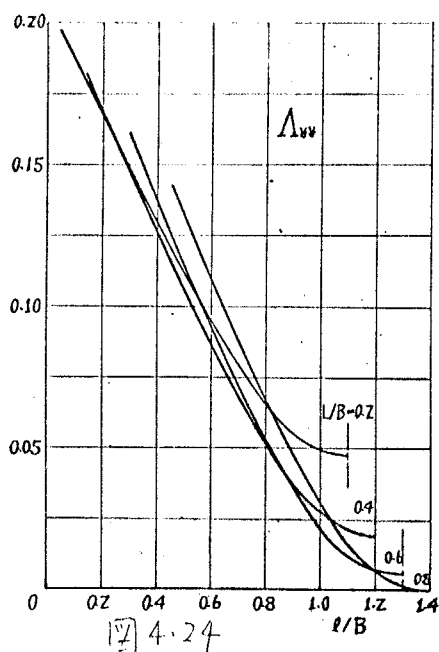


図 4.24

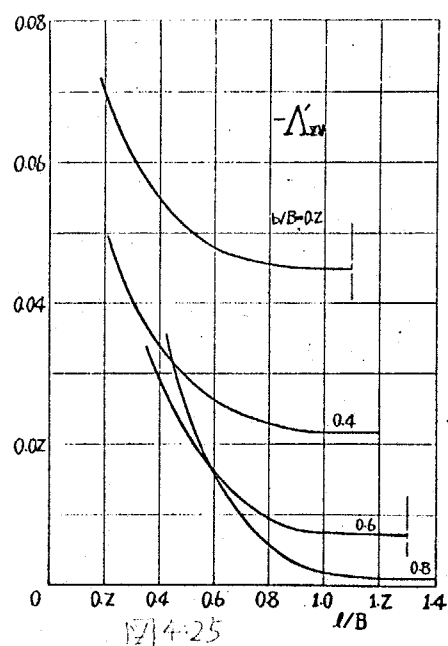


図 4.25

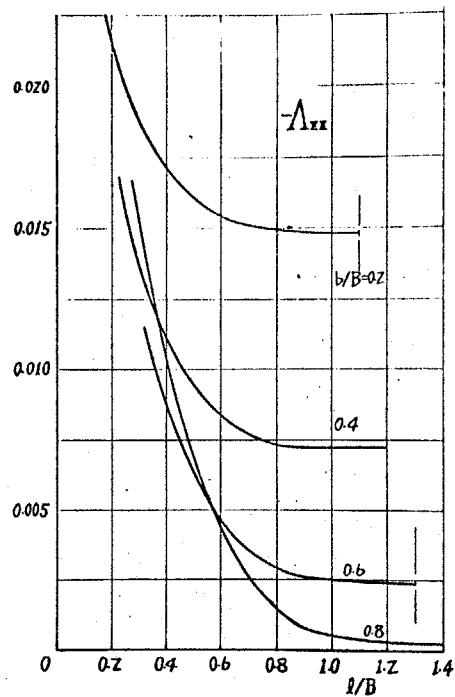


図 4.26

(3) 面積が同じポケットの配置だけを変えた場合

ここでは代表例として図4.27
に示すように $L/B = 3$ の矩形
に巾 b の正方形のポケットを
配置した形状についてポケット

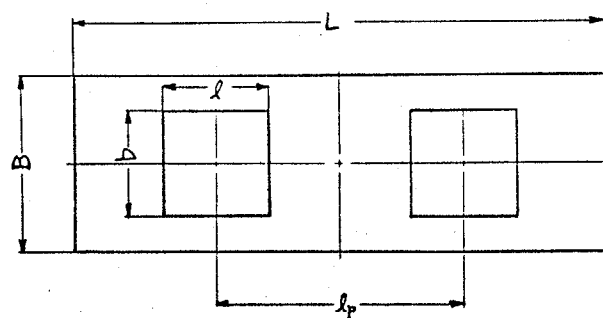


図4.27

ト位置 l_p およびポケット巾 b を種々変えて計算を行なう。

$l_p = 0$ のときの計算結果を図4.28～4.37に示す。この場合には
 $\Lambda_{11}, \Lambda_{y1}, \Lambda_{yy}, \Lambda'_{zy}$ の曲線には、ある l_p/B に対して極値を持ち、
その位置は $l_p/B < 1.5$ すなわち半分の領域の中心よりも、
全体の領域の中央に b/B が小さくなるほどずれている。

また、 $\Lambda_{11} = \Lambda_{11} - \Lambda_{12}$ を計算すると図4.38のようになり、
 $l_p/B = 1.5$ すなわち半分の領域の中央で全く対称になる。

$\Lambda_{y1}, \Lambda'_{z1}$ は、ポケット位置によって正負になる。また、
 Λ'_{z1} は (1), (2) の場合と同様にほとんど無視できる。

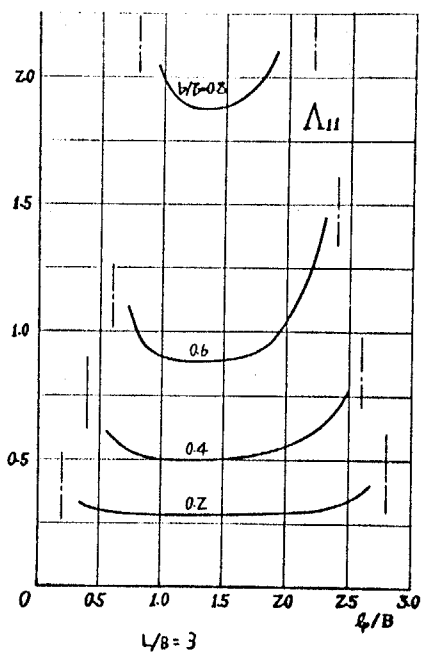


図 4-28

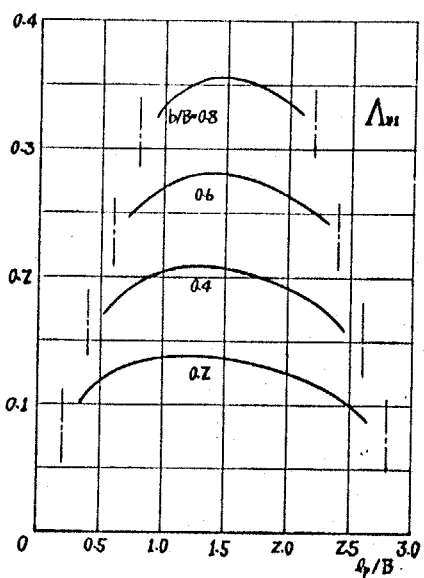


図 4-31

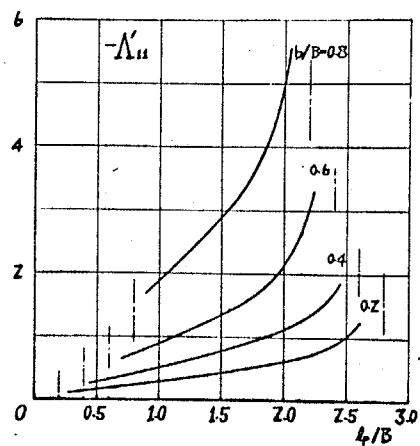


図 4-29

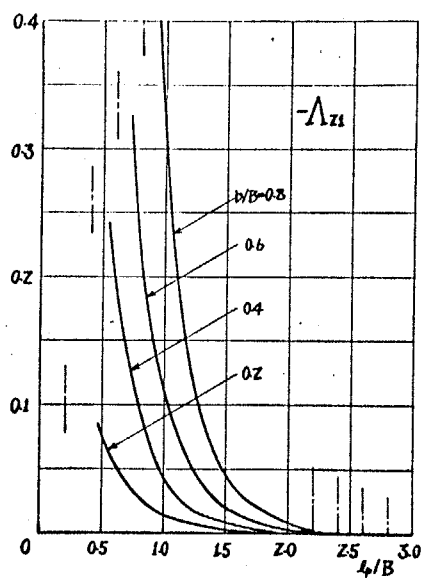


図 4-30

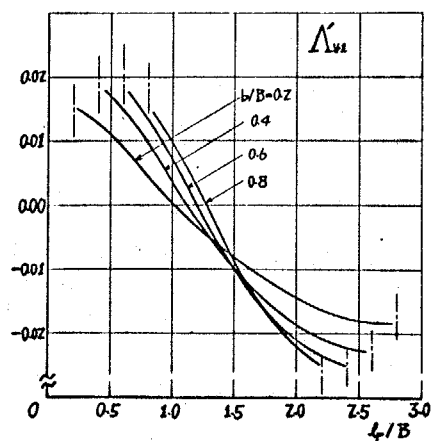


図 4-32

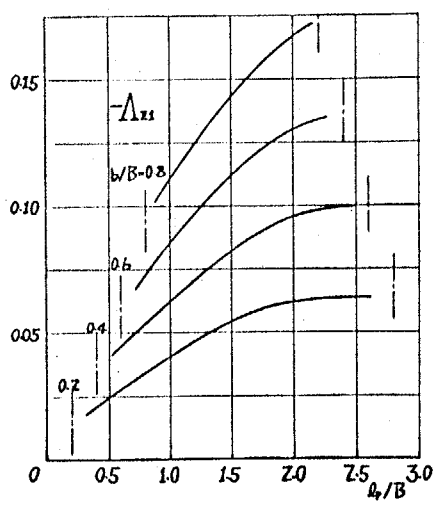


図 4.33

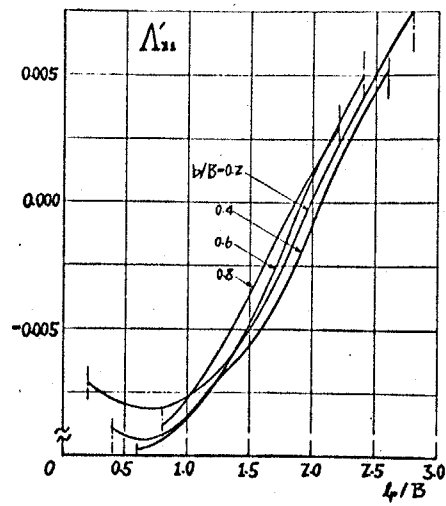


図 4.34

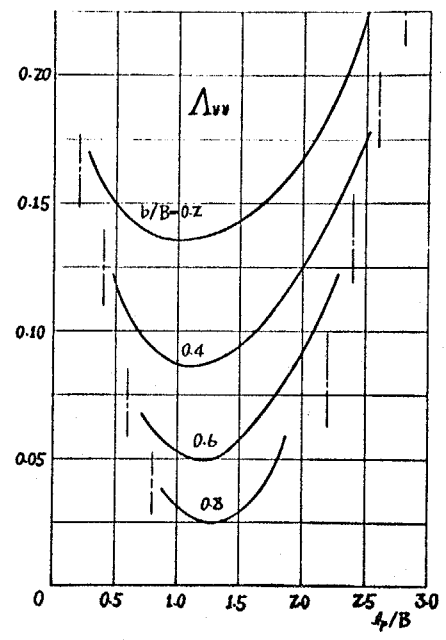


図 4.35

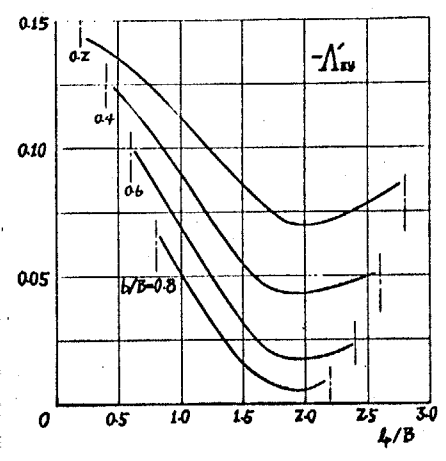


図 4.36

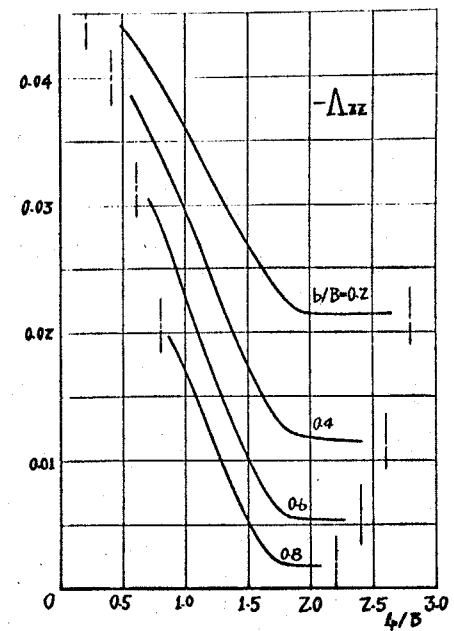


図 4.37

4.2.2 運動方程式の誘導 第2章で述べた一般解析法

を適用して、2ポケット構造の静圧案内面の運動方程式を導く。第2章の式(2.24')の形に表わした場合、形状係数の部分行列は式(4.2), (4.3)の関係も考慮すれば、次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} [A_{11}]_0 &= \begin{bmatrix} \Lambda_{11} & \Lambda_{12} \\ \Lambda_{12} & \Lambda_{11} \end{bmatrix}, & [A_{11}]_k &= \begin{bmatrix} \Lambda'_{11} & \Lambda'_{12} \\ -\Lambda'_{12} & -\Lambda'_{11} \end{bmatrix} \\ [A_{21}]_0 &= \begin{bmatrix} \Lambda_{y1} & \Lambda_{y1} \\ \Lambda_{z1} & -\Lambda_{z1} \end{bmatrix}, & [A_{21}]_k &= \begin{bmatrix} \Lambda'_{y1} & -\Lambda'_{y1} \\ \Lambda'_{z1} & \Lambda'_{z1} \end{bmatrix} \\ [A_{22}]_0 &= \begin{bmatrix} \Lambda_{yz} & \Lambda_{yz} \\ \Lambda_{yz} & \Lambda_{zz} \end{bmatrix} \end{aligned} \right\} \quad \dots (4.7)$$

また、油圧供給システムと、各管路系の特性と同じで絞りと固定絞りとすれば、供給管路システムの流体アドミタンスは式(2.28')より次のように表わされる。

$$[H] = H \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

(したがって、式(2.27)で定義される行列 $[B]_0$ は

$$[B]_0 = [A_{11}] + \bar{H} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Lambda_{11} + H/\Gamma_0 & A_{21} \\ A_{21} & \Lambda_{11} + H/\Gamma_0 \end{bmatrix}$$

よって

$$[A_{21}]_0 [B]_0^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{\Lambda'_{y1}}{\Lambda_{11} + \Lambda_{12} + H/\Gamma_0} & \frac{\Lambda_{z1}}{\Lambda_{11} - \Lambda_{12} + H/\Gamma_0} \\ \frac{\Lambda_{y1}}{\Lambda_{11} + \Lambda_{12} + H/\Gamma_0} & \frac{-\Lambda_{z1}}{\Lambda_{11} - \Lambda_{12} + H/\Gamma_0} \end{bmatrix}$$

$$\{A_{21}\}_0 \{B\}_0^{-1} \{A_{11}\}_0 = \begin{bmatrix} \frac{\Lambda_{y1}(\Lambda_{11} + \Lambda_{12})}{\Lambda_{11} + \Lambda_{12} + H/\Gamma_0} & \frac{\Lambda_{y1}(\Lambda_{11} + \Lambda_{12})}{\Lambda_{11} + \Lambda_{12} + H/\Gamma_0} \\ \frac{\Lambda_{z1}(\Lambda_{11} - \Lambda_{12})}{\Lambda_{11} - \Lambda_{12} + H/\Gamma_0} & -\frac{\Lambda_{z1}(\Lambda_{11} - \Lambda_{12})}{\Lambda_{11} - \Lambda_{12} + H/\Gamma_0} \end{bmatrix} \quad \text{---- (4.8)}$$

$$\{A_{21}\}_0 \{B\}_0^{-1} \{A_{11}\}_k = \begin{bmatrix} \frac{\Lambda_{y1}(\Lambda'_{11} - \Lambda'_{12})}{\Lambda_{11} + \Lambda_{12} + H/\Gamma_0} & -\frac{\Lambda_{y1}(\Lambda'_{11} - \Lambda'_{12})}{\Lambda_{11} + \Lambda_{12} + H/\Gamma_0} \\ \frac{\Lambda_{z1}(\Lambda'_{11} + \Lambda'_{12})}{\Lambda_{11} - \Lambda_{12} + H/\Gamma_0} & \frac{\Lambda_{z1}(\Lambda'_{11} + \Lambda'_{12})}{\Lambda_{11} - \Lambda_{12} + H/\Gamma_0} \end{bmatrix} \quad \text{---- (4.9)}$$

$$\{A_{21}\}_0 \{B\}_0^{-1} \{A_{12}\}_0 = \begin{bmatrix} \frac{2\Lambda_{y1}^2}{\Lambda_{11} + \Lambda_{12} + H/\Gamma_0} & \Lambda_{yz} \\ \Lambda_{yz} & \frac{2\Lambda_{z1}^2}{\Lambda_{11} - \Lambda_{12} + H/\Gamma_0} \end{bmatrix} \quad \text{---- (4.10)}$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \{A_\varepsilon\} &= \{A_{21}\}_0 \{B\}_0^{-1} \{A_{11}\}_0 \\ \{A_\delta\} &= \{A_{21}\}_k - \{A_{21}\}_0 \{B\}_0^{-1} \{A_{11}\}_k \\ \{A_v\} &= \{A_{21}\}_0 \{B\}_0^{-1} \{A_{12}\}_0 + \{A_{22}\}_0 \end{aligned} \right\} \quad \text{---- (4.11)}$$

とおけば，式(2.28)より油膜力 $\Delta\{f\}$ は

$$\Delta\{f\} = A_p (3\{A_\varepsilon\}\varepsilon + \{A_\delta\}\delta) \{Pro\} + \Gamma_1 \{A_v\}\{v\} \quad \text{---- (4.12)}$$

ここで，ポケット圧力の設定値 $\{Pro\}$ は，各ポケット圧力の設定値と等しく Pro とすれば，

$$\{Pro\} = Pro \begin{Bmatrix} 1 \\ 1 \end{Bmatrix}$$

また,

$$\left. \begin{aligned} {}^s\Lambda_{11} &= \Lambda_{11} + \Lambda_{12}, & {}^s\Lambda'_{11} &= \Lambda'_{11} + \Lambda'_{12} \\ {}^d\Lambda_{11} &= \Lambda_{11} - \Lambda_{12}, & {}^d\Lambda'_{11} &= \Lambda'_{11} - \Lambda'_{12} \end{aligned} \right\} \quad \text{----- (4.13)}$$

とおき, さらに無次元流体アドミタンス $\bar{\varepsilon}$

$$\left. \begin{aligned} \bar{H}_s &= H/(\rho_0 {}^s\Lambda_{11}) \\ \bar{H}_d &= H/(\rho_0 {}^d\Lambda_{11}) \end{aligned} \right\} \quad \text{----- (4.14)}$$

と定義し, $\{v\}$ と第3章の3.2.2節と同様にして, 無次元化し,

$d/d\bar{t} \in \bar{s}$ とおけば, 式(4.8) ~ (4.10) および $\Lambda_{zy} = \Lambda_{yz} = 0$ より

$$\Delta\{f\} = \left\{ \begin{array}{c} W/A_p \\ M_z/LA_p \\ 2 \end{array} \right\} = p_{ro} \left(3\varepsilon \left\{ \begin{array}{c} \frac{2\Lambda_{y1}}{1+\bar{H}_s} \\ 0 \end{array} \right\} + \delta \left\{ \begin{array}{c} 0 \\ 2(\Lambda'_{z1} - \frac{{}^s\Lambda'_{11}}{{}^d\Lambda_{11}} \frac{\Lambda_{z1}}{1+\bar{H}_d}) \end{array} \right\} \right. \\ \left. + p_m \left\{ \begin{array}{c} (\frac{1}{{}^s\Lambda_{11}} \frac{2\Lambda_{z1}^2}{1+\bar{H}_s} + \Lambda_{yy})(u\delta + \varepsilon\bar{s}) \\ (\frac{1}{{}^d\Lambda_{11}} \frac{2\Lambda_{z1}^2}{1+\bar{H}_d} + \Lambda_{zz})\delta\bar{s} \end{array} \right\} \right)$$

上式より

$$\left. \begin{aligned} \bar{W} &= \frac{W}{2A_p p_{ro} \Lambda_{y1}} = \frac{W}{A_p p_m} = \frac{3\varepsilon}{1+\bar{H}_s} + \left(\frac{\bar{\Phi}_s}{1+\bar{H}_s} + \Lambda_{yy} \right) (u\delta + \varepsilon\bar{s}) \\ \bar{M}_z &= \frac{M_z}{LA_p p_{ro} \Lambda_{y1}} = \frac{M_z}{(L/2) A_p p_m} = \left(-\frac{{}^s\Lambda'_{11}}{{}^d\Lambda_{11}} \frac{\Lambda_{z1}}{\Lambda_{y1}} \frac{1}{1+\bar{H}_d} + \frac{\Lambda'_{z1}}{\Lambda_{y1}} \right) \delta + \left(\frac{\bar{\Phi}_d}{1+\bar{H}_d} + \Lambda_{zz} \right) \delta\bar{s} \end{aligned} \right\} \quad \text{----- (4.15)}$$

よって

$$\left. \begin{aligned} \bar{\Phi}_s &= 2\Lambda_{y1}^2 / {}^s\Lambda_{11} \\ \bar{\Phi}_d &= 2\Lambda_{z1}^2 / {}^d\Lambda_{11} \end{aligned} \right\} \quad \text{----- (4.16)}$$

上式を第3章の3.2.2節と同様にブロック線図で示すと、図4.38のようになる。2ポケットの場合も単一ポケットと同様に、テーブル速度 $u=0$ ならば、2自由度の運動は、ポケット間の相互干渉の係数 $\Lambda_{21} \neq 0$ の場合でも、連成項がなく互に独立で、傾き運動の方程式は垂直運動の方程式と同じ形をしている。

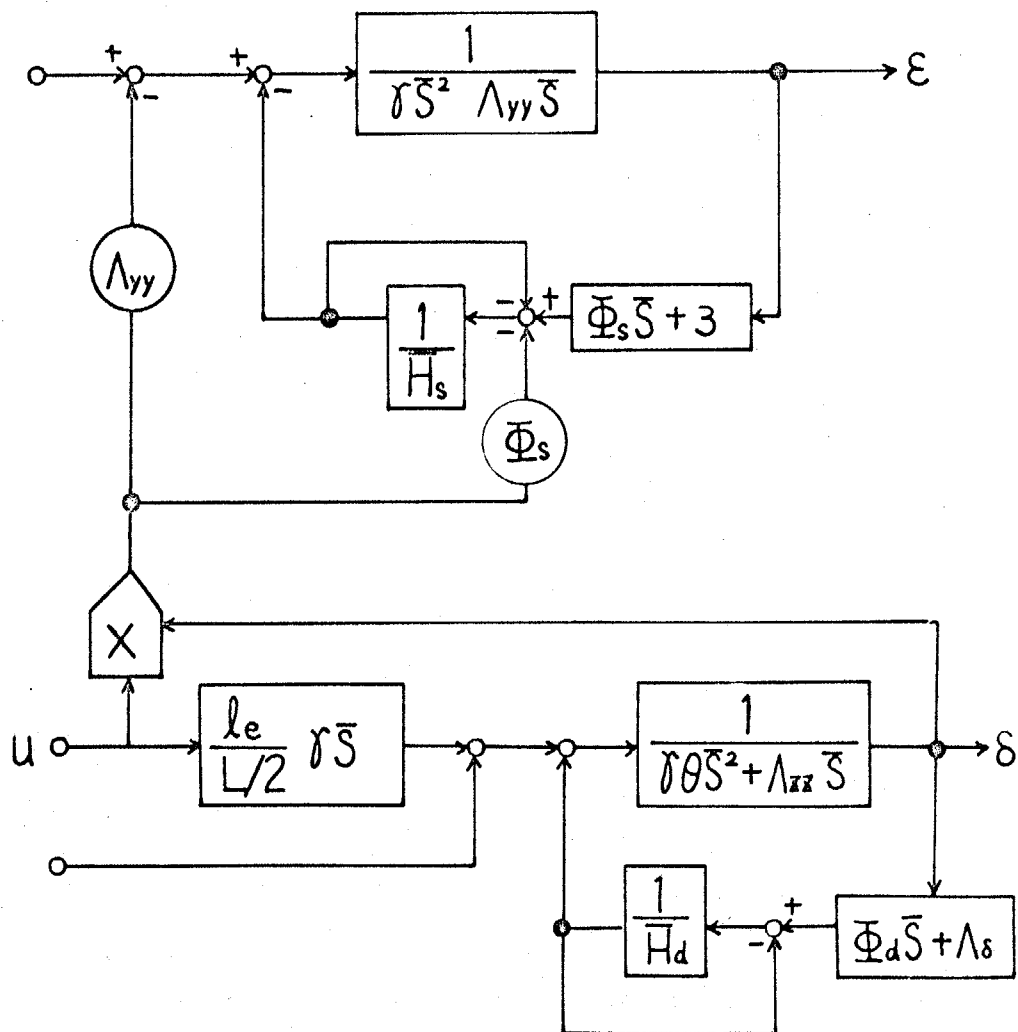


図4.38 ブロック線図

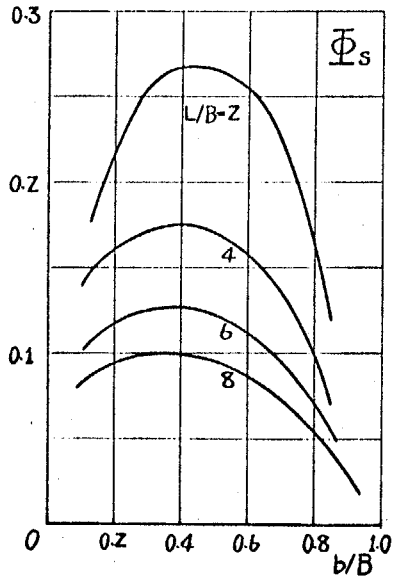


図 4.39

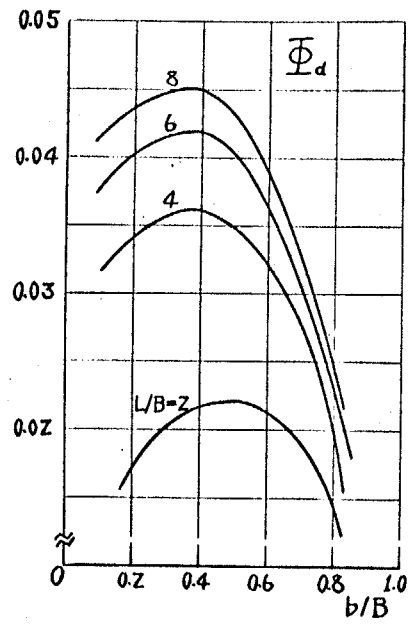


図 4.40

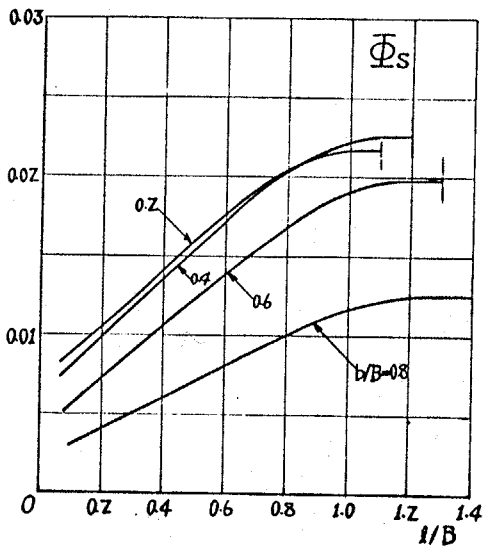


図 4.41

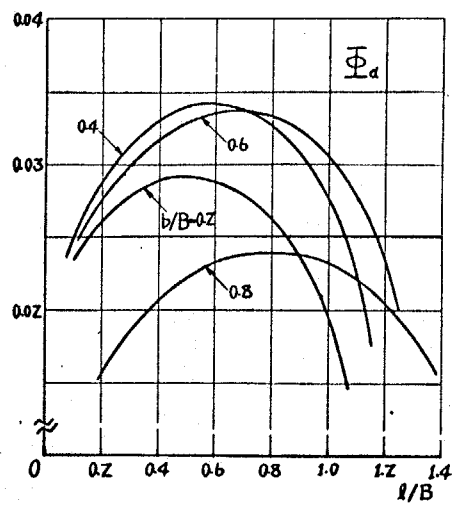


図 4.42

図 4.2, 4.16, 4.27 の形状に対する Φ_s, Φ_d の計算値と, 図 4.39 ~ 4.44 に示す。

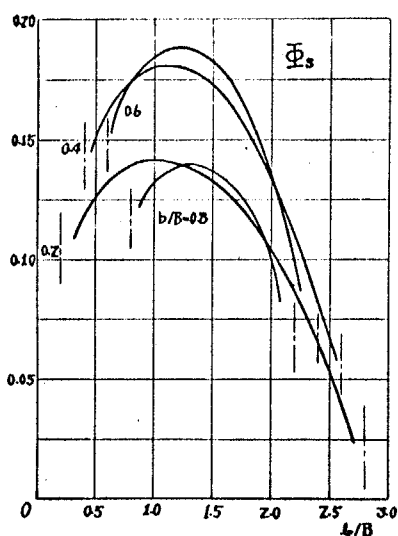


図 4.43

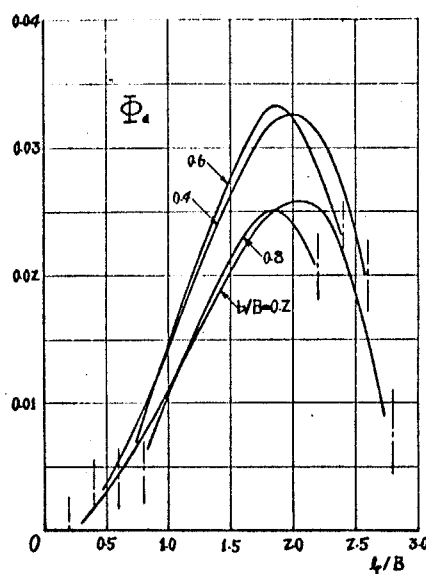


図 4.44

したがって, 第3章の式(3.5)(3.6)の関係と前節の形状係数 λ_{ij} の計算結果による。

$$\lambda'_{z1} \approx 0$$

の関係より, 次のような2自由度の運動方程式が得られる。

$$(\partial \bar{s}^2 + \lambda_{yy} \bar{s} + \frac{\Phi_s \bar{s} + 3}{1 + H_s}) \varepsilon = \left(\frac{\Phi_s}{1 + H_s} + \lambda_{yy} \right) u \delta + W_e \quad \dots (4.17)$$

$$(\partial \theta \bar{s}^2 + \lambda_{zz} \bar{s} + \frac{\Phi_d \bar{s} + 1}{1 + H_d}) \delta = m e \quad \dots (4.18)$$

よって

$$\lambda_{\delta} = - \frac{s \lambda'_{11}}{d \lambda_{11}} \cdot \frac{\lambda_{z1}}{\lambda_{y1}} \quad \dots (4.19)$$

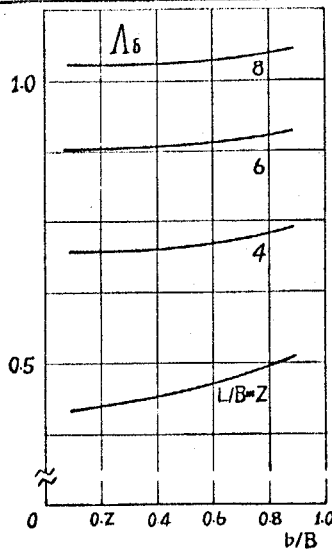


図4.45

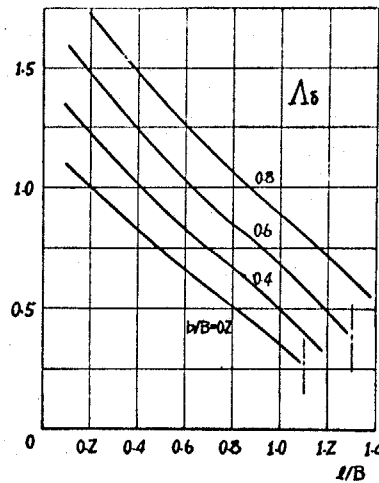


図4.46

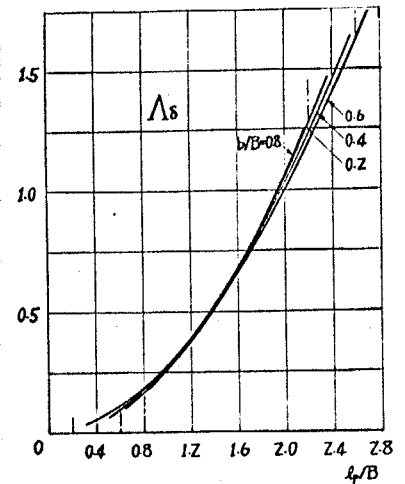


図4.47

前章と同様に無次元テーブル質量とは非常に小さいとして無視し，また管路特性は前章3.5節で示したようにステップ応答のように現象が遅い場合には，絞りの下流管路全体の圧縮性による流体キャパシタンス P_a と管路系全体の流体抵抗 RL だけと考えるとよいので式(3.22)より

$$\bar{H}_s = -1/\bar{Z}(\bar{s}) = \alpha + (\Phi_s/\bar{K}_c)\bar{s}$$

となるから $u=0$ とすると，運動方程式(4.17)(4.18)は次のようになる。

$$\frac{\varepsilon}{w\varepsilon} = \frac{1}{\bar{K}_\varepsilon} \frac{(\Phi_\varepsilon/3)T_{c\varepsilon}\bar{s} + 1}{\{\Lambda_{yy}(\Phi_\varepsilon/3)/\bar{K}_c\}\bar{s}^2 + \{\Phi_\varepsilon/3 + \Lambda_{yy}/\bar{K}_\varepsilon\}\bar{s} + 1} \dots\dots (4.19)$$

$$\frac{\delta}{m\delta} = \frac{1}{\bar{K}_\delta} \frac{(\Phi_\delta/3)T_{c\delta}\bar{s} + 1}{\{\Lambda_{zz}(\Phi_\delta/3)/\bar{K}_c\}\bar{s} + (\Phi_\delta/3 + \Lambda_{zz}/\bar{K}_\delta)\bar{s} + 1} \dots\dots (4.20)$$

よって

$$\bar{K}_\varepsilon = \bar{K}_\delta = \frac{3}{1+\alpha}$$

$$\bar{K}_\delta = \frac{\Lambda_\delta}{1 + (\Lambda_{11}/\Lambda_{11}')\alpha} \quad \text{----- (4.21)}$$

$$T_{c\varepsilon} = T_c = \bar{K}_s / \bar{K}_c = \bar{K}_\varepsilon / \bar{K}_c$$

$$T_{c\delta} = \bar{K}_s / \bar{K}_c \quad \text{----- (4.22)}$$

$$\Phi_\varepsilon = \Phi_s = 2\Lambda y_1^2 / \Lambda_{11}$$

$$\Phi_\delta = 2\Lambda y_1 \Lambda z_1 / (-\Lambda_{11}'/3) = 2\Lambda y_1 \Lambda z_1 / \bar{\ell} \Lambda_{11} \quad \text{----- (4.23)}$$

Λ_δ の計算値を図 4.45~4.47, Φ_δ を図 4.48~4.50 ($\Phi_\varepsilon = \Phi_s$ は図 4.42~4.44 に) に示す。

垂直運動 ε の運動方程式 (4.19) と傾き運動 δ の運動方程式 (4.20) は同じ形をしており, 相違は $\bar{K}_\varepsilon$ と $\bar{K}_\delta$, Φ_ε と Φ_δ および Λ_{yy} と Λ_{zz} の値の違いだけである ($T_{c\varepsilon}$ と $T_{c\delta}$) の違いは定義より $T_{c\delta}/T_{c\varepsilon} = \bar{K}_\delta/\bar{K}_\varepsilon$ となり $\bar{K}_\varepsilon$ と $\bar{K}_\delta$ の違いになる)。

垂直運動 ε の運動方程式 (4.19) は単一ポケットの垂直運動の場合と、全く同じ形であるから、2ポケットにおける垂直運動および傾き運動は 第3章の単一ポケットの場合と同様に扱える。したがってステップ応答の場合は 3.5.3 節の結果がそのまま応用でき、ただ式 (3.25) の代りに次の係数を用いればよい。

すなわち、

$$\Psi \longrightarrow \begin{cases} \Psi_{\varepsilon} = \Phi_{\varepsilon} / \Lambda_{yy} \\ \Psi_{\delta} = \Phi_{\delta} / \Lambda_{zz} \end{cases}$$

$$\bar{k}_s \longrightarrow \begin{cases} \bar{k}_{\varepsilon} \\ \bar{k}_{\delta} \end{cases}$$

$$T_c \longrightarrow \begin{cases} T_{c\varepsilon} \\ T_{c\delta} \end{cases}$$

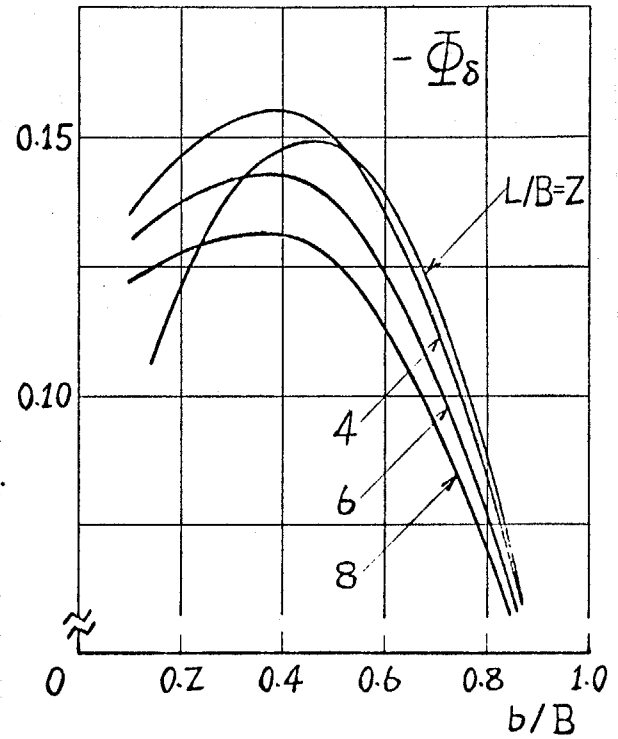


図 4.48

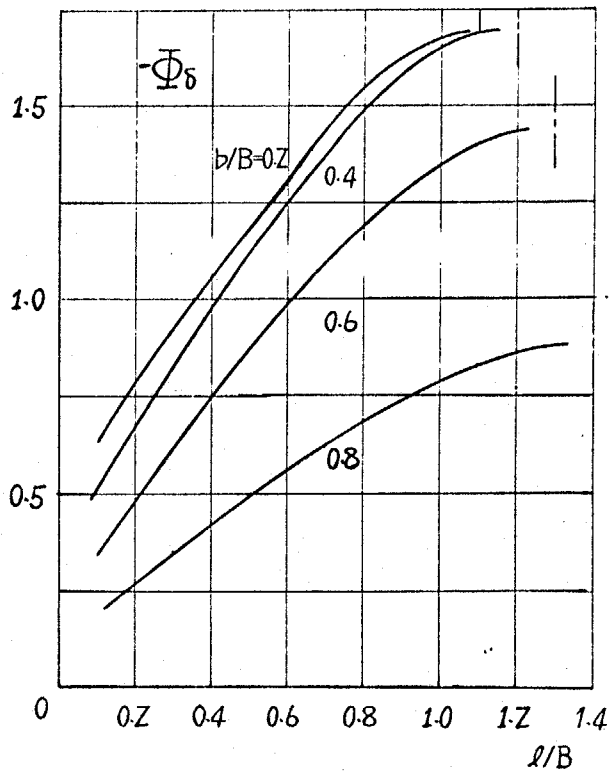


図 4.49

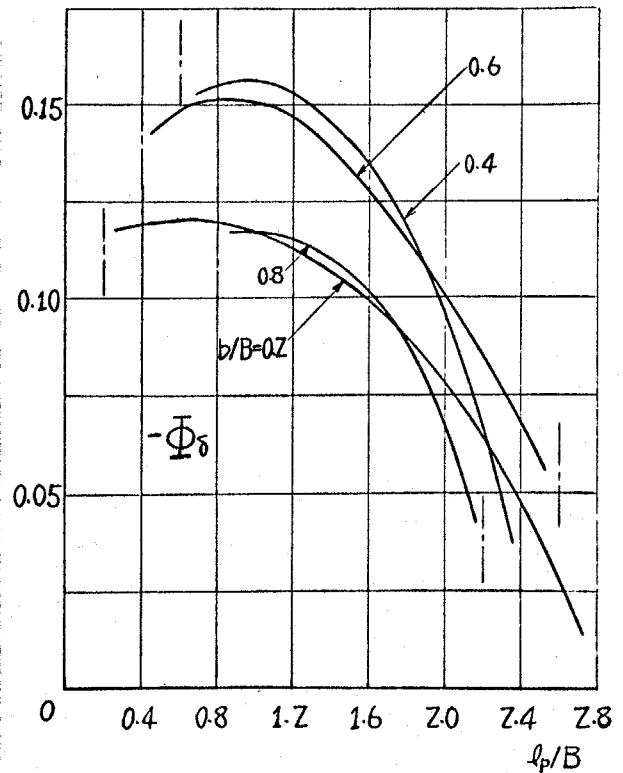


図 4.50

4.3 実験装置および実験方法

静特性およびステップ応答の実験に使用した実験装置の概略を図 4.51 に、また、本実験に使用した軸受パッドの寸法形状を図 4.52 に示す。図 4.52 に示される 2 個のポケットを持った軸受パッドはベースに固定され、その上にスライダを置き、スライダの上に入力用のおもりを乗せる。静特性の実験の場合は、重垂を両側に重ねておいて片側の重垂を順次もう片側へ移す方法と片側だけへ順次重垂を積み重ねる方法の 2 種類で行なっている。ステップ応答の実験の場合は入力用のおもりを取り去ることによりマイナスの偏心したステップ

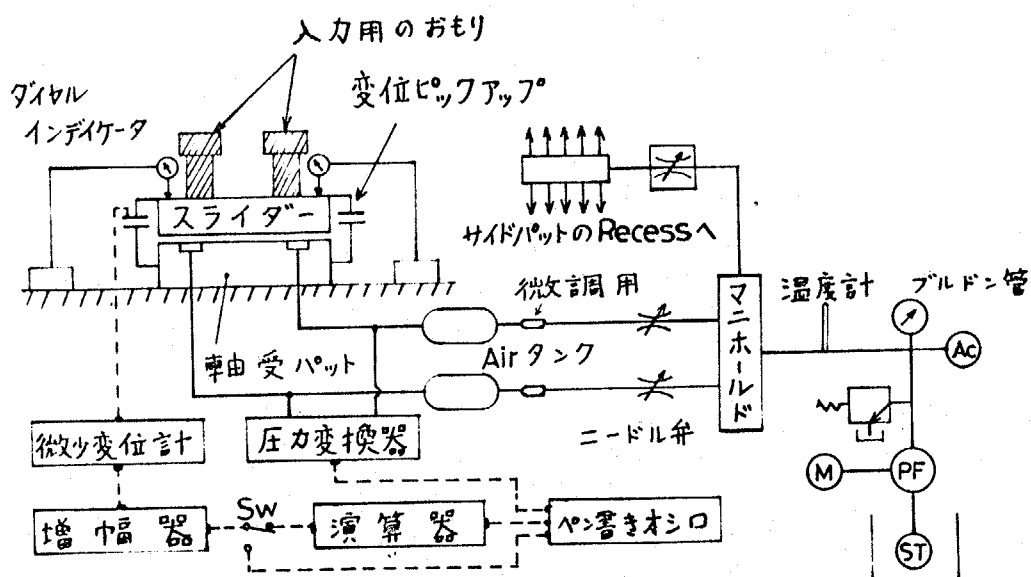


図 4.51 実験装置概略図

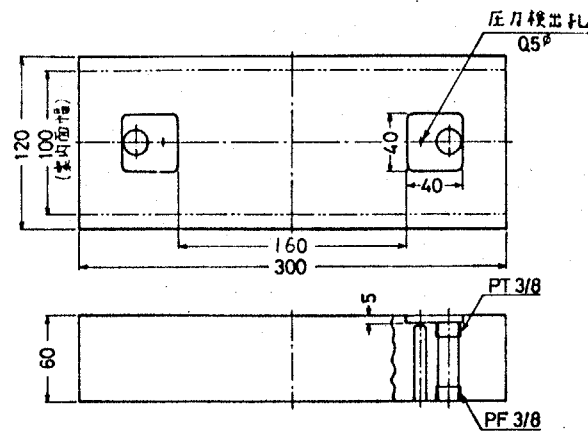


図 4.52 軸受パッド

入力荷重を与え、そのときのスライダーの2自由度の過渡変位を測定する。

変位の測定はスライダーと軸受パッドの3隅に取り付けたプローブのすき間を容量変換により検出して直流増巾器で感度一様に増巾し演算器を通して中心点 $h_m (= \frac{h_1 + h_2}{2})$ と傾き($h_y = \frac{h_2 - h_1}{2}$, $h_x = \frac{h_2 - h_1}{2}$)を直線形ペンレコーダーに記録する。また静特性の実験ならびに定常状態の静的変位の測定のためにスライダーの四隅にダイヤルゲージ($1 \text{ div} = 1/1000 \text{ mm}$)を設置して、定常状態の静的変位を同時に測定している。軸受パッドおよびスライダーの材質は軟鋼(S S 41)で、すき間を形成する面は研削されており、その表面あろさは $H_{\max} = 1.2 \mu$ である。スライダーは、垂直変動と傾き変動の

自由度の運動を拘束しないように、側面が静圧支持されている。供給圧力はリリーフ弁とアキュムレーターで一定に保持され、絞り抵抗はニードル弁で調整を行ない、また絞りの下流管路に空気留めが設けられていて空気量によって流体キャパシタンスの調整を行なう。油温は絞りの上流点と案内面のすき間から出たオイルパンの2ヶ所と棒状アルコール温度形で測定し、上流圧力 P_s はブルドン管で、ポケット部圧力 P_r は、流体キャパシタンスの小さい半導体小型圧力変換器によって測定した。

4.4 静特性の実験結果

4.4.1 実験条件 静特性の実験は次の条件で行なった。

(1) 潤滑油はモービルの
D.T.E Oil Light (比重 20°C
で 0.88, 粘度 37.7°C で 31.9cst
 50°C で 19.2cst) を使用した。

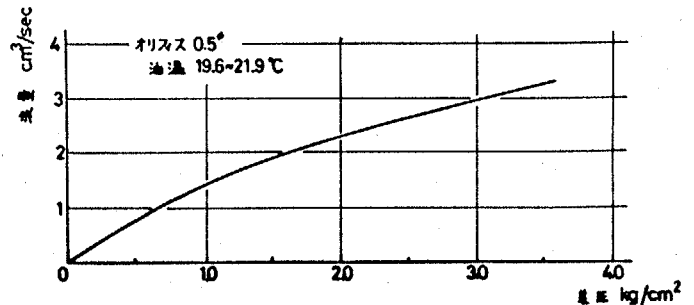


図 4.53

(2) 使用した絞りは 0.5° のオリフィスで, その流量特性を
図 4.53 に示す。

(3) 荷重は, 偏心荷重の場合はテーブル自重 15.7kg の状態か
ら, 偏心距離 $l_e = 50\text{mm}$ の位置に, 1kg の重垂を順次 $17 \sim 42\text{kg}$
まで乗せ, またそれを 0 まで取り去る。

(4) 供給圧力 P_s は, 偏心荷重の場合 $P_s = 0.5\text{kg/cm}^2$ と $P_s = 1\text{kg/cm}^2$
で行ない, カのモーメントだけによる傾き変位の測定の場合
には $P_s = 1\text{kg/cm}^2$ で行なっている。

(5) 設定油膜厚さ h_{mo} は偏心荷重の場合, $P_s = 0.5\text{kg/cm}^2$ のと
きは $h_{mo} = 150\mu$, $P_s = 1\text{kg/cm}^2$ のときは $h_{mo} = 188\mu$; またカのモ
ーメントだけの場合荷重を変えて $h_{mo} = 67, 105, 150\mu$ について
行なっている。

4.4.2 実験結果

(1) 垂直荷重に対する垂直変位 カのモーメント
が働かない状態で，供給圧
力 $p_s = 0.5 \text{ kg/cm}^2$ と 1 kg/cm^2 の
場合の荷重と油膜厚さ変位
の関係は，図 4.54 のよう
になり，単一ポケットの場合
と同じような曲線になる。

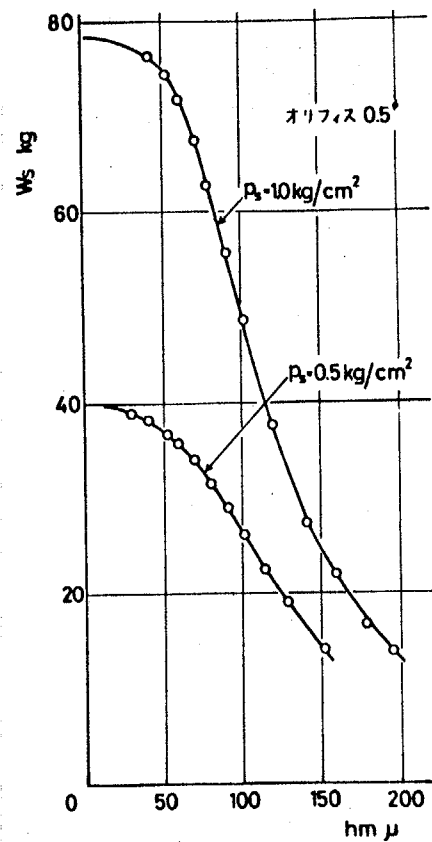


図 4.54

$p_s = 0.5 \text{ kg/cm}^2$ の場合 垂直油
膜剛性が最大になるのは。

$h_m = 100 \mu$ 付近である。

(2) カのモーメントに対する傾き変位 垂直荷重が変化
しないでカのモーメントだけ作用させた場合のカのモーメン
トと傾き変位の関係は，図 5.55 のようになる。 図より，傾
き率が 0.7 ぐらいまでほぼ直線であり，また垂直剛性が最大に
なる $h_{m0} = 100 \mu$ 付近で傾き剛性も最大になることがわかる。

(3) 偏心荷重による傾き変化 偏心荷重の場合カのモー
メントと垂直荷重が同時に作用する。 そのような場合の。

供給圧力 $p_s = 0.5 \text{ kg/cm}^2$ と $p_s = 1 \text{ kg/cm}^2$ のときの傾き変位とそれぞれ図4.56と図4.57に示す。図より偏心荷重のあるところで剛性の最小値があり、供給圧力が高い場合すなわち圧力比 $\beta = p_r/p_s$ が小さい方がそれが顕著に現われることがわかる。

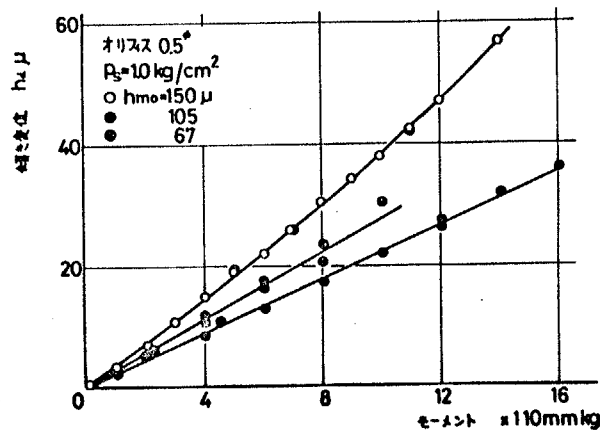


図4.55

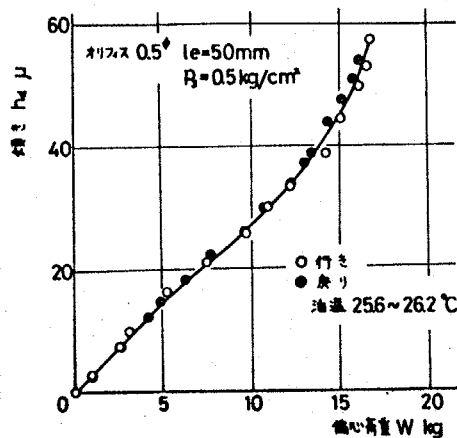


図4.56

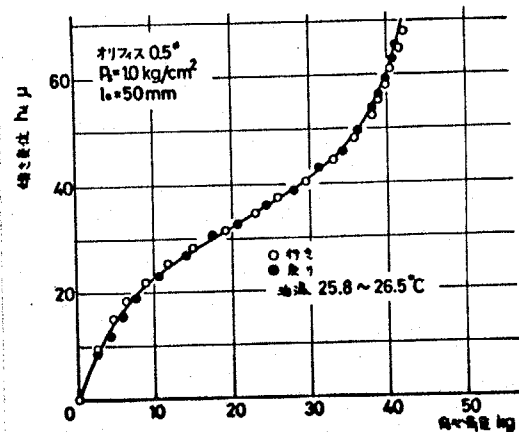


図4.57

4.5 ステップ応答の実験結果

4.5.1 実験条件 実験は次の条件で行なった。

(1) 油滑油は前章と同じモービルの D.T.E Oil Light (比重 20°C で 0.88; 粘度 37.7°C で 31.9cst

50°C で 19.2cst) を使用した。

(2) 荷重は, 静荷重はスライダの自重を含めて 28.4kg
入力荷重 = -15.8kg, 入力モーメント = 13 kg $\cdot$ cm であり,
そのときのポケット圧力 P_r は 0.30 kg/cm^2 , また入力荷重を取り去, た後では $P_r = 0.275\text{ kg/cm}^2$ である。

(3) 絞り抵抗は, ニードル弁の開度を変えることにより条件を変え, 図 4.58 に示す 4 種の条件で実験を行なった。

図 4.58 からわかるようにニードル弁の流量特性は毛細管絞

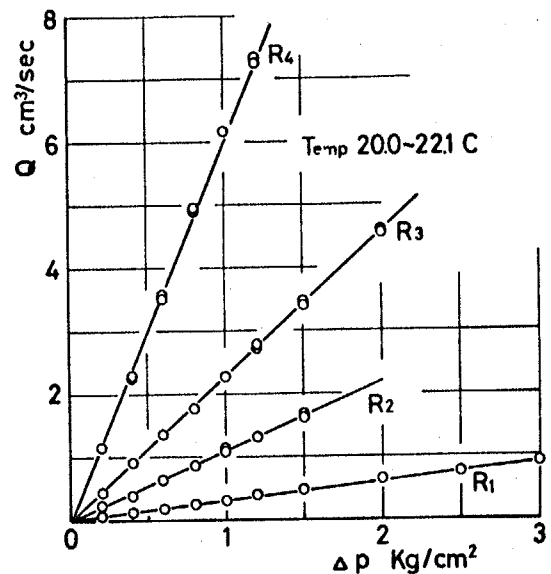


図 4.58

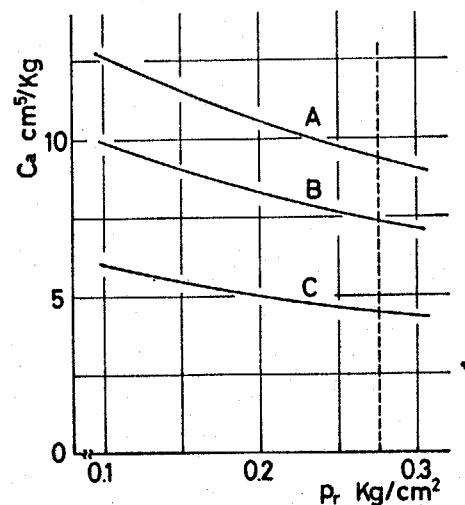


図 4.59

りの特性を示している。

(4) 絞りの下流管路の流体キャパシタンスは空気タンクの空気量を変えて、図4.59に示す種の条件を与えており、その調整は補助タンクにより1%以内に調整することができる。

また過渡変動中のポケット圧力 P_r の変動は 0.02 kg/cm^2 以下なので圧力変動に伴う流体キャパシタンスの変動は3%程度である。

(5) 供給圧力 P_s とポケット圧力 P_r の比 P_r/P_s および設定油膜厚さ h_{mo} は、 P_r が一定であるから一定の絞り条件に対して、供給圧力を種々変えて、 $P_r/P_s = 0.1 \sim 0.8$ $h_{mo} = 40 \sim 250 \mu$ の範囲内で実験を行っている。

4.5.2 実験結果

(1) 各点の変位と中心点および傾き変位の関係 各点(3点)の過渡応答の測定例を図4.60(a)また演算器により中心点と傾きの変位に変換した測定例を図4.60(b)に示す。図より、中心点と傾きは、ピーク値に達する時間、オーバーシュート率などがそれぞれ異なるが、互いに同じ傾向の独立な運動をしていることが判る。このことは、荷重の偏心位置によって中心点の変位はほとんど影響されないこと、なろびに

後に示す図 4.61, 4.62, 4.63 から も 言 え る。

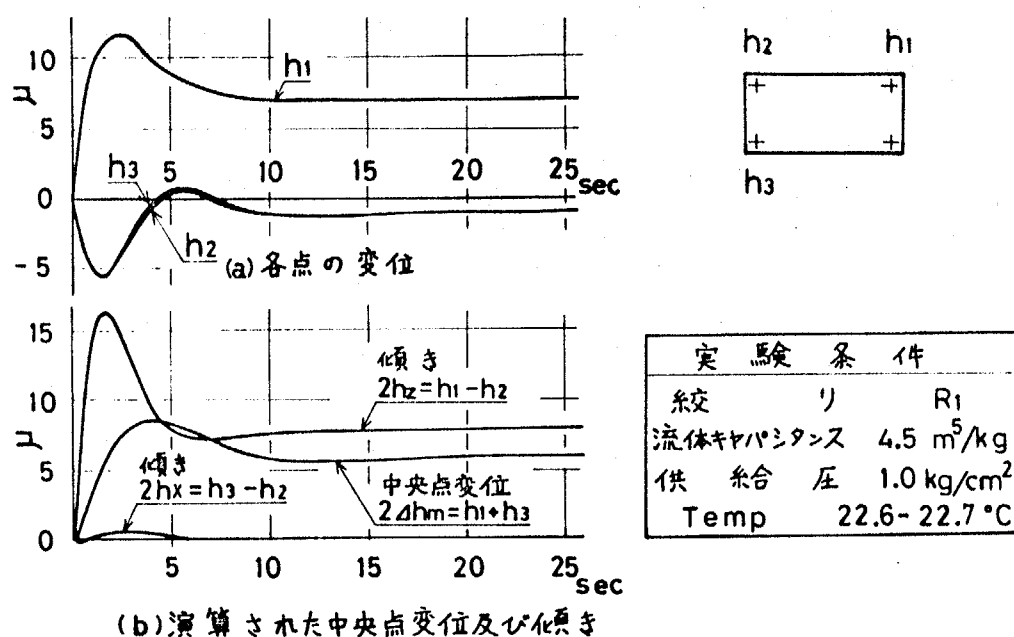


図 4.60 応答曲線

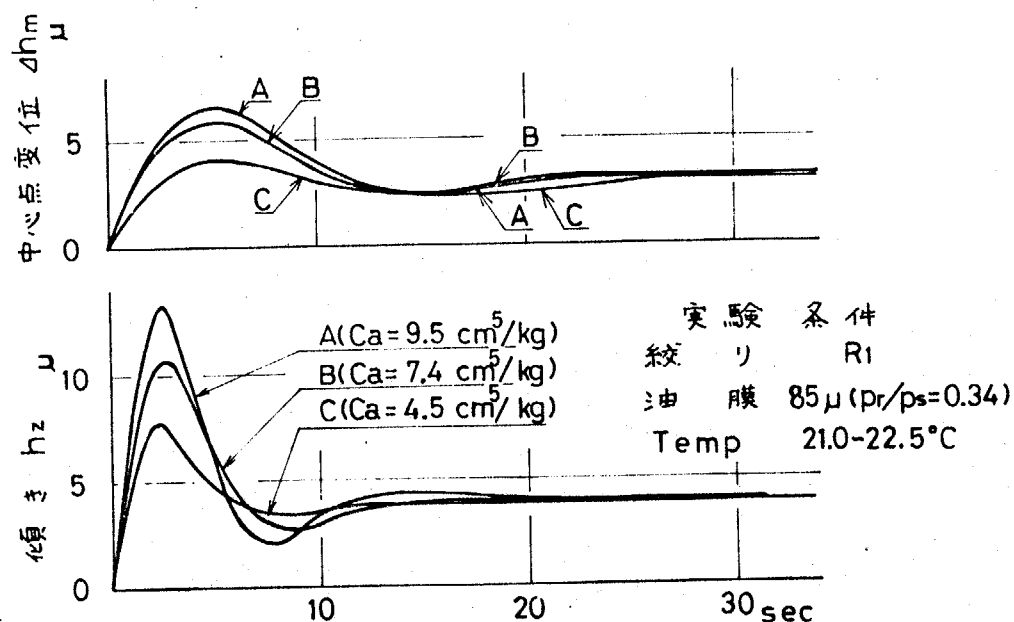


図 4.61 応答曲線(流体キャパシタンスの影響)

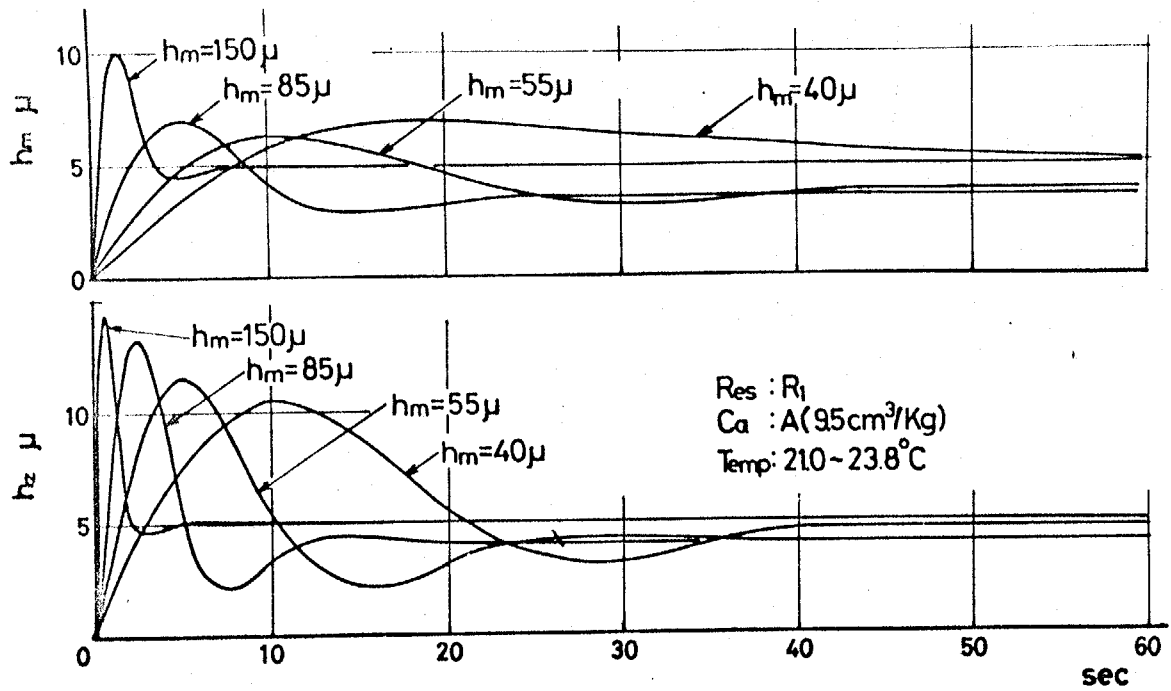


図4.62

応答曲線 (油膜厚さの影響)

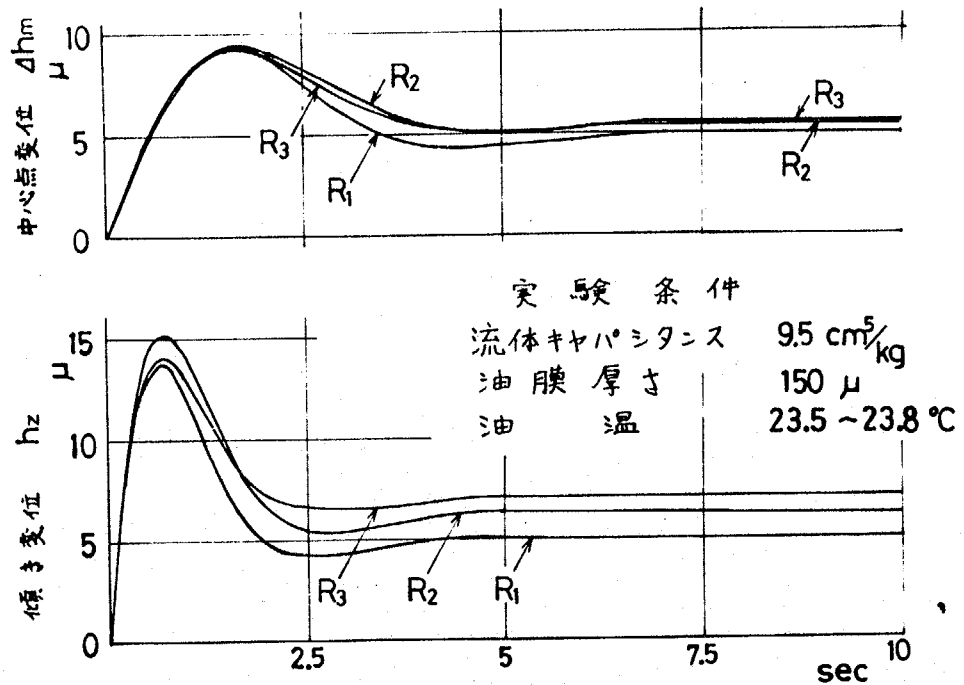


図4.63

応答曲線 (絞り の影響)

・(2) 流体キャパシタンスの

影響 流体キャパシタンス

だけを変えたときの応答曲線の
の実測例を図4.61に示す。

$$\text{また } O_s = \frac{h_{max} - h_{\infty}}{h_{\infty}} \quad (h_{max} =$$

変位の最大値, h_{∞} = 定常変位

) で定義されるオーバーシュ

ート率と流体キャパシタンスの関係を図4.64に示す。

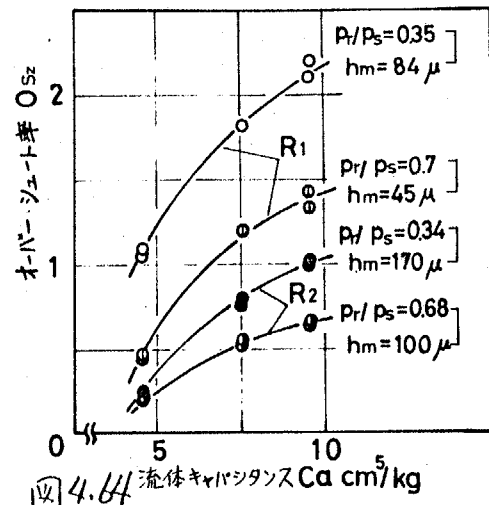


図4.64 流体キャパシタンス $Ca \text{ cm}^5/\text{kg}$

(3) 油膜厚さの影響 絞りと流体キャパシタンスと一定

にして、油膜厚さを変えたときの応答曲線を図4.62に示す。

荷重（ポケット圧力）と絞りが一定であるから、油膜厚さは供給圧力 P_s によって変えられるので、圧力比 P_r/P_s を変えていることになる。油膜厚さは応答時間ならびにオーバーシュート量に影響を与える。

(4) 絞りの影響 油膜厚さと流体キャパシタンスと一定

にして、絞り抵抗を変えた場合の応答曲線と、図4.63に示す。

図より R_2 は R_3 より静剛性が高いが変位の最大値は R_3 より大きく、また R_1 は R_2 より静剛性が高いが最大値はほとんど同じであることがわかる。

(5) オーバーシュート率 O_s と圧力比 P_r/P_s の関係 (3) で述べたように、絞りが一の場合には油膜厚さの代りに無次元量の圧力比 P_r/P_s を用いることができる。流体キャピタンス、絞り抵抗とパラメータした $O_s \sim P_r/P_s$ の関係と、それぞれ図 4.64, 4.65 に示す。図には同時に油膜静剛性の関係も示されており、それによりオーバーシュート率はどの条件でも油膜静剛性とほとんど同じ傾向であることがわかる。

(6) オーバーシュート率と油膜静剛性の関係 (5) の結果より、横軸に油膜静剛性(入力 / 定常変位)、縦軸にオ

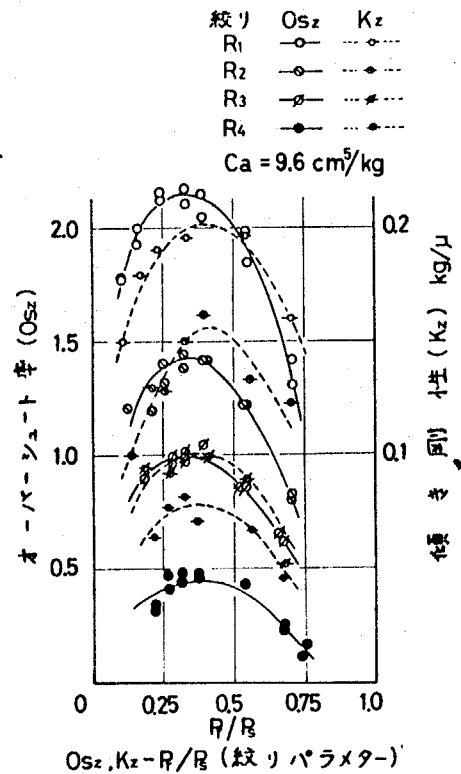


図 4.65

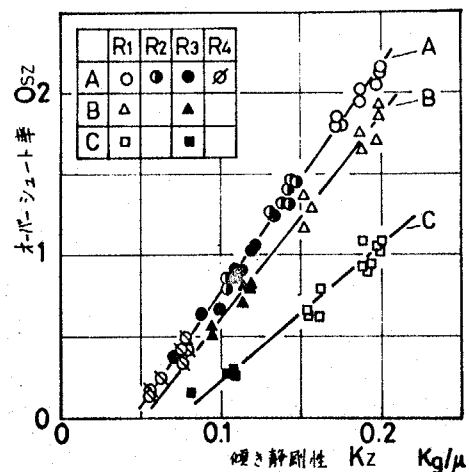


図 4.66

オーバーシュート率をとって本実験結果をまとめると、図4.66
のようになる。

4.6 まとめ

複数ポケットをもった実際の直線運動形静圧案内面の基本となる2ポケット構造に対して、垂直運動と傾き運動の2自由度のテーブル運動解析を行ない、また主に傾き変位について静剛性ならびにステップ応答の動特性の実験を行ない、結果をまとめると以下のようになる。

(1) 形状係数の性質について、

(i) 形状係数と傾き率 k_z の関係は、

(a) 荷重係数 λ_{y1} (λ_{y2})、モーメント係数 λ_{z1} (λ_{z2}) および、

一方のポケットから隣りのポケットへ流入する流量係数 λ_{z1} (λ_{z2}) は傾き率 k_z に関係なくほぼ一定である。

(b) 一つのポケットから流出する流量係数 λ_{11} (λ_{22}) は、 $|k_z| < 0.5$ ではほぼ一定であり、またポケット位置での傾き率、

$k_z^+ = k_d^+ / \bar{h}_1$ と $\lambda_{11}^+ = \lambda_{11} / \bar{h}_1^3$ の関係は k_z^+ のほぼ二次曲線になり、また

$$\lambda_{11}^+ \approx -3\bar{\ell} \lambda_{11} \quad (\text{ただし, } \bar{\ell} = x_1 / (L/2))$$

となる。

(c) ランド部の動圧作用による油膜力の係数は、 $|k_z| < 0.5 \sim 0.7$ が線形領域と見なせる。

(ii) ポケット幅比 b/B については，単一ポケットの場合と同じ傾向であり，単一ポケットの場合にない $\lambda_{z1} (\lambda_{z2})$ は b/B に対して直線的に増加する

(iii) ポケット位置については，流量係数 λ_u ，荷重係数 λ_{y1} ，ランド部の動圧作用による荷重係数 λ_{yy} には $x_p/B = 1 \sim 1.5$ の付近で極大あるいは極小値が存在する。

(2) 静剛性は

(i) $|k_z| < 0.6 \sim 0.7$ ではほぼ一定になり，線形範囲が垂直変位の場合より広い

(ii) 垂直剛性と傾き剛性の軸受条件（すきま，荷重）と管路条件（絞り抵抗，供給圧力）に対する特性は同じであり，したがって最適条件も同じになる。

(iii) 傾き剛性は垂直剛性より常に弱く，ポケット位置が端に来るほど剛くなる。

(iv) 傾き剛性の形状によって決まる係数 λ_g は，ほとんどポケット位置だけで決まり，ポケット巾比 b/B にはほとんど関係ない。

(3) 油膜厚さ変動について，

(i) 傾き運動と垂直運動の方程式は同じ形になり，係数が

異なるだけである。

(ii) 傾き運動と垂直運動は線形範囲内では互いに独立である。

(iii) ステップ応答の場合、傾き運動の方が垂直運動よりオーバーシュート率が大きく応答も早い。

(iv) 油膜変動速度によって生じる流量変化を示す静圧軸受の動特性において重要な係数 Φ_s , Φ_d はポケット中比 b/B とポケット位置に対して極大値を持つ

(a) b/B に対しては Φ_s , Φ_d も $b/B = 0.4 \sim 0.5$ 付近で極大

(b) l_p/L に対しては、 Φ_s は $l_p/L = 0.4$ 付近で、 Φ_d は $l_p/L = \frac{2}{3}$ 付近で極大となる

となる。

(v) 形状係数と傾き率 k_z の関係より $|k_z| < 0.5 \sim 0.7$ では傾き運動はほぼ線形運動になる。

以上のことより直線運動形静圧案内面では傾き変動を抑える方が重要であり、ポケットの配置が設計の一つのポイントとなる。

5.1 まえがき

第3章, 第4章では, テーブル停止時の摺動速度しない場合, すなわちクサビ作用が生じない場合を扱ってきた。

しかし, テーブルを駆動する場合は, 始動時, 停止切返し時において, テーブルに駆動力が作用し, 一般にこの駆動力はテーブルの重心点を通らないので力のモーメントが生じ, この力のモーメントによってテーブルは案内面に対して傾き, 一方テーブルは傾いている間に速度を生じている。したがって, テーブルには動的な油膜力として, 回転運動によるスクイズ作用の他に, 傾きと速度の積の形で与えられる, 本質的に非線形なクサビ作用が生じる。

往復運動する案内面の油膜厚さ変動に関する従来の研究は, 動圧形すべり案内面に対して, Hensen⁽¹⁾, 塩崎ほか2名⁽²⁾, 窪田, 三井⁽³⁾, 塩崎, 中野⁽⁴⁾, などがテーブルの浮き上り変位を測定しており, また, Irtemkau⁽⁵⁾は平削り盤におけるテーブルの浮き上りが, 工作物の横方向の形状精度に及ぼす影響を述べている。しかし, テーブルの油膜厚さ変動の解析は, 回転運動を考慮しない定性的な理論解析を行なった中野, 塩崎⁽⁵⁾の研究しか見当らず, 静圧案内面については, 解析はお

ろか、測定結果もない。

そこで本章では、回転運動によるスクイズ作用の他に、非線形なクサビ作用が生じる実用上重要なテーブル駆動時の油膜厚さ変動を明らかにするために、2ポケットをもった軸受パッドを対向させて3組6列に配置したテーブルと1本のI形のガイドレールに乗せた、静圧案内面の実機モデルによる実験を行ない、また第2章の一般解析法を適用して、理論解析を行なう。

5.2 実験装置及び実験方法

静圧案内の油膜厚さの動特性に及ぼす駆動系の影響を調べるための実験装置，実験方法を以下に述べる。

5.2.1 実験装置 図5.1に実験装置の写真を示す。

また，装置の概略図を図5.2に示す。図5.2に示すようにI型断面を持つガイドウェイを，重量35.0 kgのテーブルが静圧支持されて往復運動する。テーブルの内側には図の様に *Opposed type* になるよう，ポケットを設けてあり，数は上部に4，両側部にそれぞれ2ヶ所（計4），下部の両側にそれぞれ2ヶ所あり，各々のポケットより油を吐出する。側部及び下部ポケットは図5.5に示すように，加工組立の容易さ及びすきま調節ができるようにするため，取り外しができるパッドに設けてある。

ガイドレールは，FC25製で平均表面粗さ 1.5μ にラップ仕上げされており，ガイドウェイの諸元およびマイクロメータによる測定点と測定値を図5.3に示す。

レール巾の測定値を見ると $a \sim d$ と $e \sim h$ の値に差が見られ，その平均値は， $a \sim d$ では 55μ $e \sim h$ では 65μ であり，実験では比較的均一な $a \sim d$ の範囲を使用した。

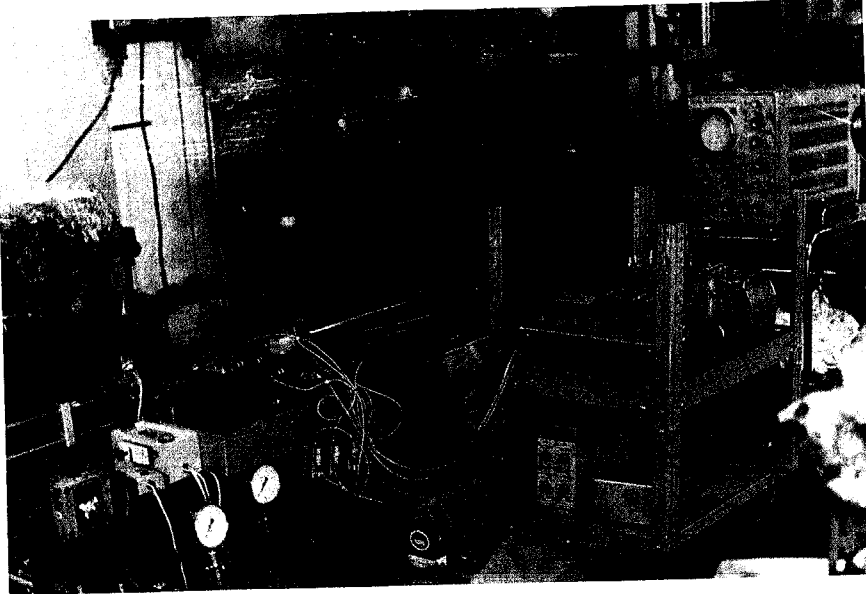


図 5.1

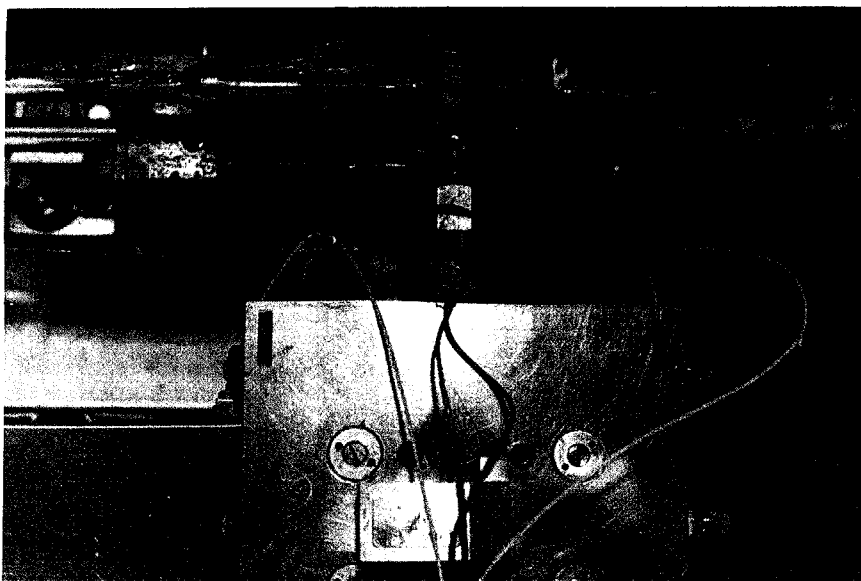
斜め側面から見
装置概観図

テーブルとガイドウェイの
組合せ、変位ピックアップ、
圧力検出器、
および加速度計の
配置がわかる。



ガイドレールの長手方向から
見る装置概観図

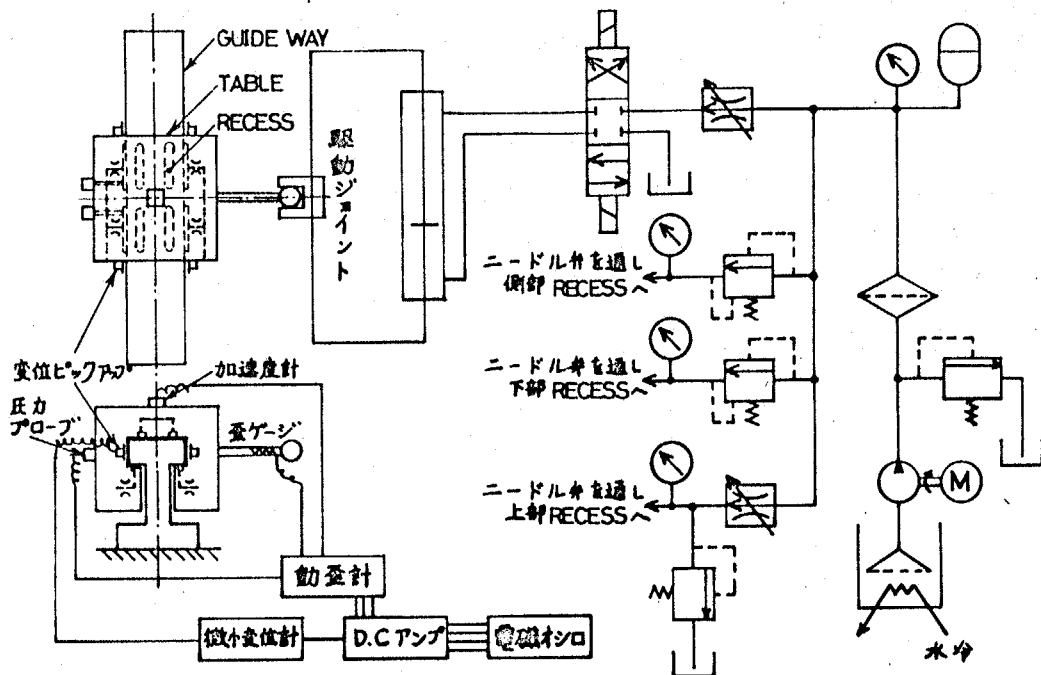
テーブルへの配管、
駆動系がわかる。



テーブル上面から見
駆動ジョイント部の
接写図

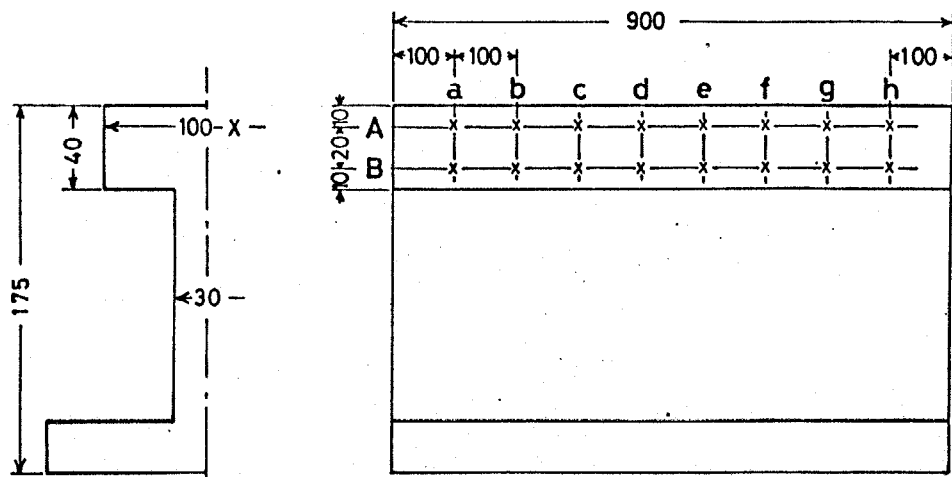


テーブル運動方向



実験装置概略図

図 5.2



X の値 マイクロメータ (1/1000 mm)

x: 測定点

	a	b	c	d	e	f	g	h
A	64	65	60	60	65	74	77	68
B	46	48	49	50	58	66	57	60

(注)
実験では、a~d
の範囲を使用した。
単位 μ

GUIDE WAY の形状

図 5.3

テーブルの駆動は、テーブル側部に取り付けた先端が球面の Bar と Joint をで動かす。Bar の軸線は Table が上下方向の駆動モーメントを受けないよう、側部案内面の中央すなわちテーブル重心点と同じ高さを通る。駆動力はガイドウェイに平行な駆動力の方向以外は力が働かないように、Bar 先端の鋼球とコの字型のリンクで構成されたジョイントを介して、テーブルに与えられる。コの字型リンクと油圧シリンダーは、closed に結合しており、駆動系の剛性を高めている。

テーブルの切り返しは、油圧シリンダーの油の供給と電磁弁により切り換えて行っており、油圧回路は速度一定を保つため、ブラダー式アキュムレータ（呼び容量 5l, 最高使用圧力 210 kg/cm^2 ）を用いて、脈動と電磁弁の方向切り

換え時の衝撃圧を減圧し、更にメーターイン回路にした。

絞りはテーブルに図 5.4 に示すニードル弁を組み込んでお

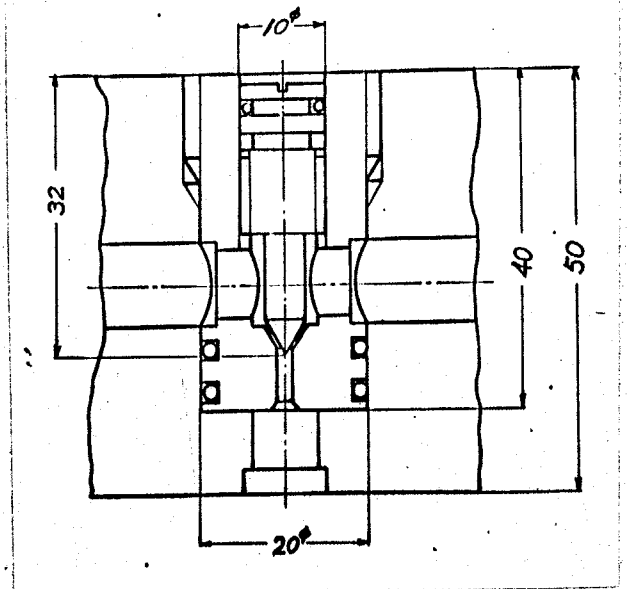


図 5.4

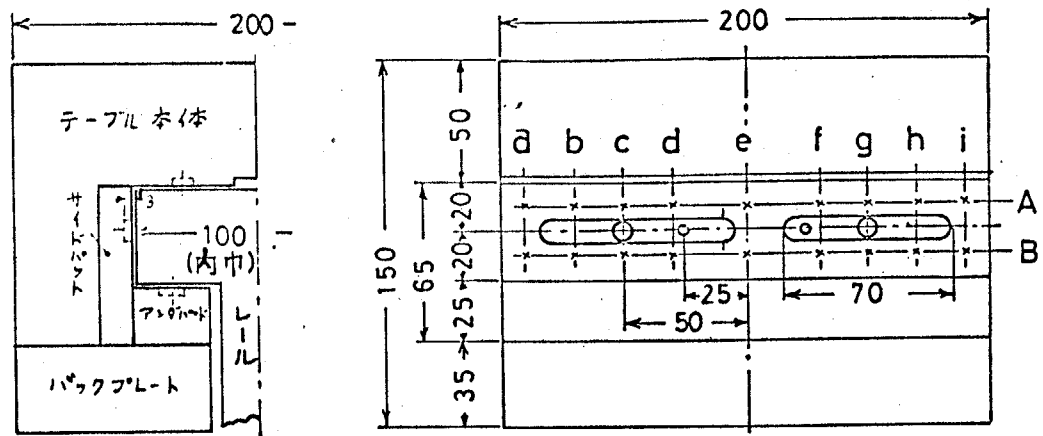


図 5.5

表 5.1

	a	b	c	d	e	f	g	h	i
A	-5	-2	0	-2	-2	-1	2	3	2
B	0	1	0	-1	0	0	2	1	2

	a	b	c	d	e	f	g	h	i
A	2	3	0	-2	2	-7	-4	3	4
B	6	6	4	2	0	-3	-6	0	2

内巾測定値 (平均値基準), Side Recess 寸法

平均値: 100.013 mm

レバーテスト使用 (精度 2 μ)

全すきま 120 μ

り、その流量特性は実験範囲では完全な層流特性（毛細管の特性）を示す。

5.2.2 測定方法 実験では、駆動力、左右変位（側部の左右の油膜厚さ）、左右 Recess 部圧力、加速度と電磁オシロで記録した。

駆動力は駆動バーに粘った歪ゲージにより動歪計を介して計測し、そのキャリブレーションはテーブルと 20 kg のばねばかりで運動方向に、引っばって行ない、20 kg 以上の力は使用範囲と 5 G の歪ゲージ式加速度計（苺和電業製 PM 5L 型）をテーブル上部に接着して、測定した加速度と駆動力の関係より駆動力を延長した直線より求めてよいことを確かめている。またキャリブレーションのときに油膜厚さの測定と同時にこなうことにより、油膜静剛性を求める。

変位は図 5.2 に示すようにテーブル側部に設けたうず電流式微小変位計（ベントリーネバダ社製プロキシメータ）を用いて検出し、ダイヤルゲージ（目 $1/1000$ mm）でキャリブレーションを行った。

圧力は半導体歪ゲージ式圧力変換器（苺和電業製 MPA-152A 型）で検出した。

5.2.3 実験条件 作動油は 3 章、4 章と同様に D.T.E oil light (モービル) を用いており、実験中の油温は $22^{\circ}\pm 2^{\circ}\text{C}$ であった。

実験条件を以下の表に示す。

表
5.2

片側すきま μ	Recess 圧/ 供給圧 B	流量 Q cc/min	平均駆動速度 m/min
60	1/4	27.7	2.66, 5.08, 7.32, 11.2
	1/2	77.4	2.62, 5.20, 7.64, 11.8
	3/4	116.0	2.55, 4.81, 6.96, 11.7
90	1/4	55.5	2.60, 5.15, 7.29, 11.6
	1/2	155.0	2.60, 5.24, 7.00, 11.4
	3/4	232.0	2.86, 5.24, 7.57, 11.2

。供給圧力は、上記の全ての条件で 2, 4, 6 kg/cm^2 に変えて実験した。

。流量は、テーブルをガイドレールより外した時の側部 Recess の吐出量である (Recess 1 つ当たり。)

上、下ポケットへの供給流量は、全て同一となるように浮子面積式流量計を用いて、ニードル弁を調節し、側部ポケットへの供給流量も、4 つとも同一となるよう各ニードル弁を調節している。

駆動速度は 油圧シリンダへの流量を流量制御弁の調節ダ

イアルで調節したが、各実験で完全には一致しなかった。

速度の実際の値は 電磁オシロ上の切り返し時間でストローク長 (20.0 cm) を割って算出した。

側部すきまは、ポケットの付いたパッドを外し、研削してすきまを変えた。内巾はレバーテスタ (1 目盛 $2/1000$ mm) を取り付けた測定器具を製作し、万能測長器 (三井精器製タイプ UMD, No 65266) と比較して測定し、その結果を表 5.1 に示す。表より両側すきま 120 μ の時のバラツキは $\pm 6 \mu$, 180 μ では $\pm 3 \mu$ である。ガイドレールのうねりが運動方向で $\pm 3 \mu$ あるのを考えれば、十分少ないと言える。

テーブル、ガイドウェイ間すきまは、ルールとマイクロメータ (最小目盛 $1/1000$ mm) ではさみ、そのときのマイクロメーターの内巾とテーブルの内巾を先の測定器具で比較して算出した。

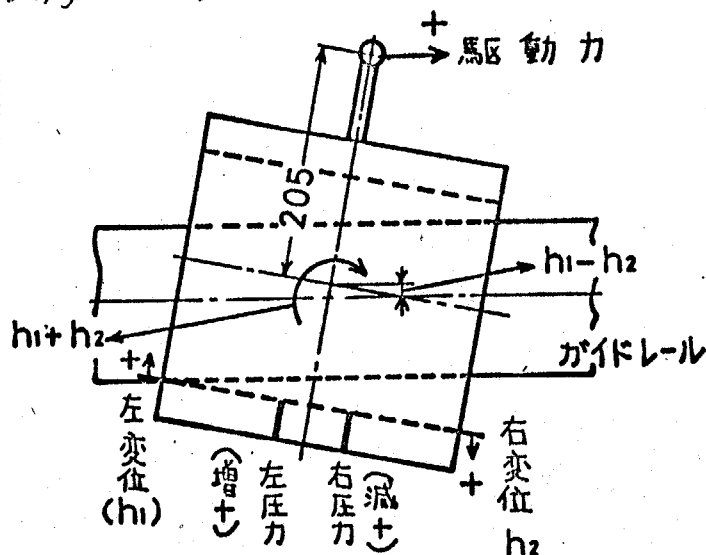
なお、実験を行なう前に、油圧シリンダーおよび、各パッドのポケット部の空気抜きを十分に行なっている。

5.3 実験結果

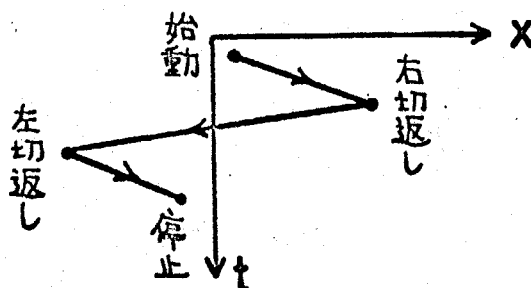
実験結果について述べる前に、実験結果で示される符号の定義を示しておく。テーブルの動きは、図5.6のように図示でき、ここで言う左右は駆動バーの反対側の側面から見た方向を示し、図においてテーブルが右方向に駆動して時計まわりに回転したときの駆動力ならびにテーブル左右端の変位方向を正とする。また中心点変位は、駆動バー側へ寄る方向を負、右圧力は減る場合、左圧力は増す場合と正とする。左変位を h_1 、右変位を h_2 とし、 (h_1+h_2) はテーブルの回転に比例する量で傾き変位と呼び、また (h_1-h_2) はテーブル中心点変位すなわち側部平均油膜厚さの変化を示し、テーブルの中心点変位と呼ぶ。

(a) 始動時のテーブルの挙動

- 正方向の定義
- ・ 駆動力：右
 - ・ 右変位：テーブルより離れる
 - ・ 左変位：テーブルに近づく
 - ・ 回転：時計回り
 - ・ 中心変位：バー側
 - ・ 右圧力：減る方
 - ・ 左圧力：増える方



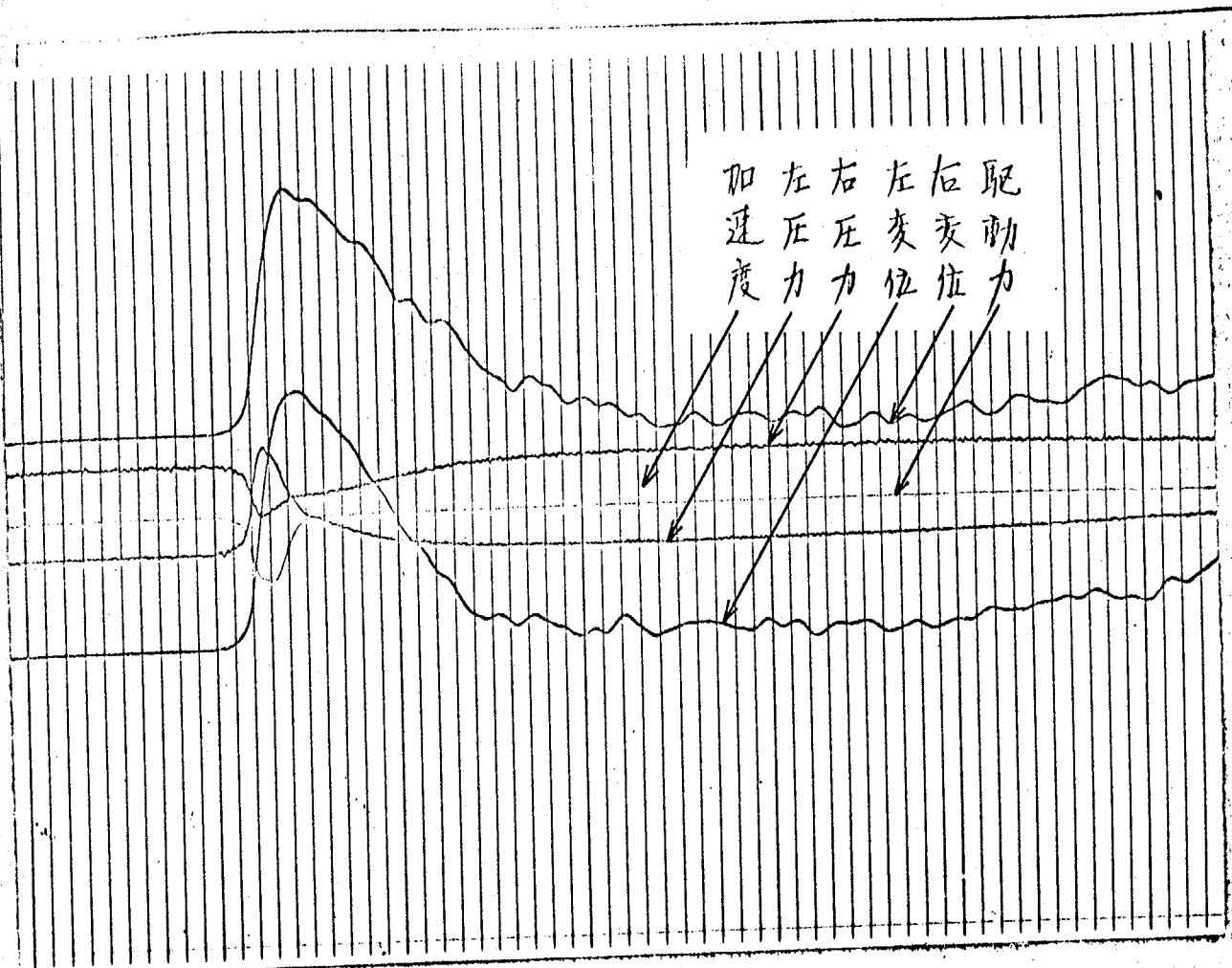
(b) 実験におけるテーブルの動き



5.3.1 測定例 電磁オシログラフ上に記録された、す

ま 90μ , 絞り比 $\beta = 1/2$, ポケット圧力 4kg/cm^2 , 平均駆動速
 14.5m/min の条件のときの始動時, 右切返し時, 左切返し時
 および停止時の測定例をそれぞれ図 5.7 ~ 5.10 に示す。ま
 た始動時の駆動力と右および左変位の他に, 左右変位により
 算出されたテーブルの傾き変位および中心点変位を図示した
 例を図 5.11 に示す。これらの図よりどの状態でも駆動力
 はインパルス状に入力しており, 左右の変位の立ち上りは入
 力にほとんど遅れずに追従しているが, 変位の最大点は駆動
 力の最大点より約 0.02 秒ほど遅れている。そして駆動力
 の作用が終わると変位も戻るが, 変位の回復は駆動力のそれ
 に比べて $2 \sim 5$ 倍遅れている。圧力は立ち上り, 最大点と
 も駆動力に追従するが回復は遅れている。左右の変位はほ
 とんど同じ形をしているが, これはテーブルの中心点変位が
 ほとんどないことを意味し, また図 5.11 からわかるように中
 心点変位の応答は, 傾き変位の変動が終わってからめずかに
 生じ, 中心点変位の生じている時間の傾きの 2 倍ぐらい長い。

また, 変位に現われるうねりは, ガイドレールのうねり,
 駆動系や供給管路の振動および, ガイドレールの材質の不均



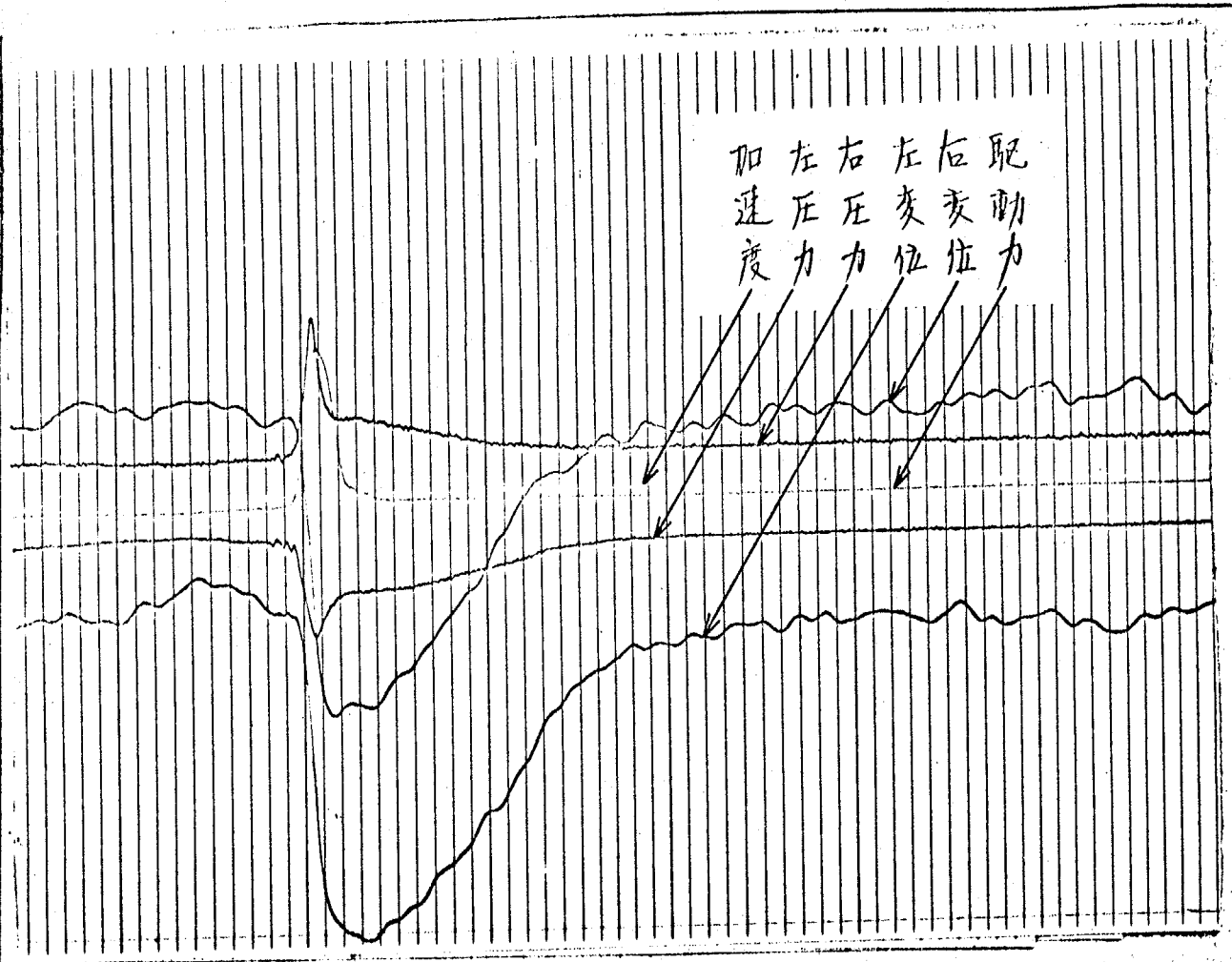
実験条件

片側すきま	90 μ
絞リ比	$1/2$
Recessへの供給圧力	4 Kg/cm^2
駆動速度	14.5 m/min

0-7時の値

駆動力	70 Kg
右変位	70 μ
左変位	75 μ
右圧力	1.2 Kg/cm^2 (変動中)
左圧力	2.1 Kg/cm^2 (")
加速度	0.16 g

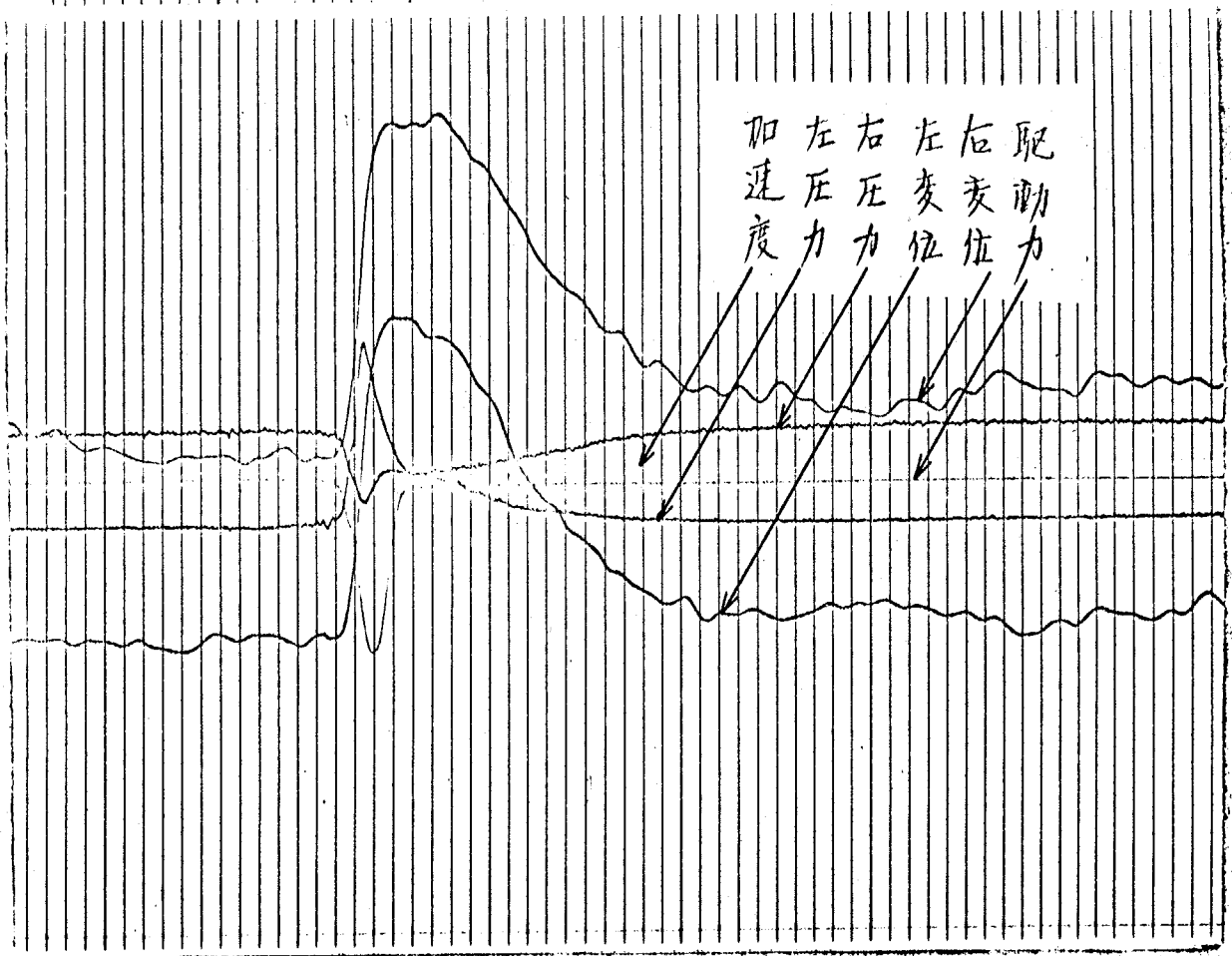
図5-7 記録例 (始動時)



実験条件	片側すきま	90 μ
	絞 り 比	$1/2$
	Resser の 供給 圧 力	4 kg/cm^2
	駆 動 速 度	14.5 m/min

ピーク時の値	駆 動 力	- 140 kg
	右 変 位	- 84 μ
	左 変 位	- 88 μ
	右 圧 力	- 3.45 kg/cm^2 (変動中)
	左 圧 力	- 1.85 kg/cm^2 (")
	加 速 度	- 0.35 g

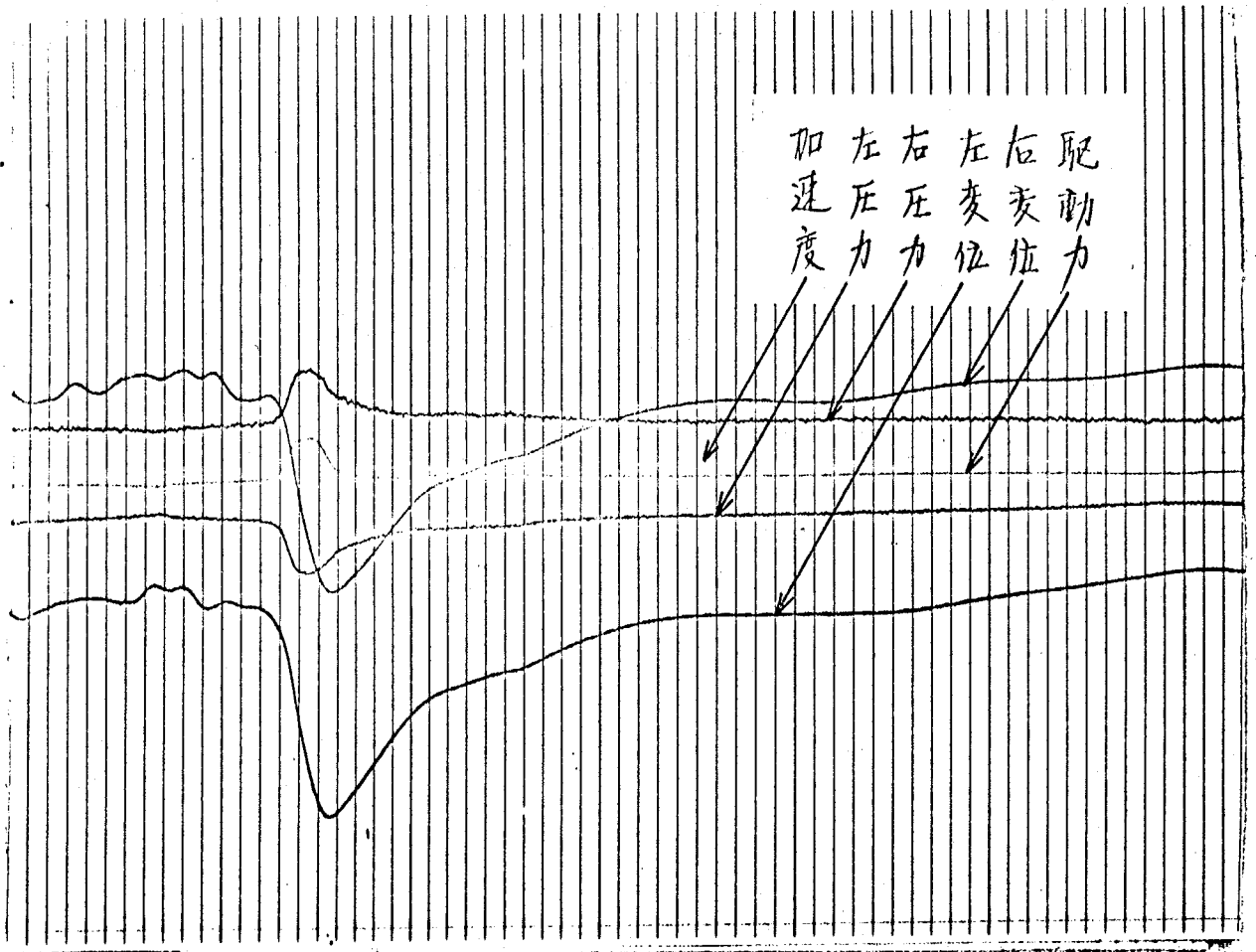
図5.8 記 録 例 (右切返L時)



実験条件	片側すきま	90	μ
	送り比	$1/2$	
	Ressesの供給圧力	4	kg/cm^2
	駆動速度	14.5	m/min

ピーク時の値	駆動力	144	Kg
	右変位	76	μ
	左変位	86	μ
	右圧力	1.63	kg/cm^2 (変動中)
	左圧力	3.3	kg/cm^2 (")
	加速度	0.38	g

図5.9 記録例 (左切返し時)



実験条件

片側すきま

90 μ

線り比

 $1/2$

Ressesへの供給圧力

4 kg/cm^2

駆動速度

14.5 m/min

ピーク時の値

駆動力

- 37 kg

右変位

- 55 μ

左変位

- 56 μ

右圧力

- 1.4 kg/cm^2 (変動中)

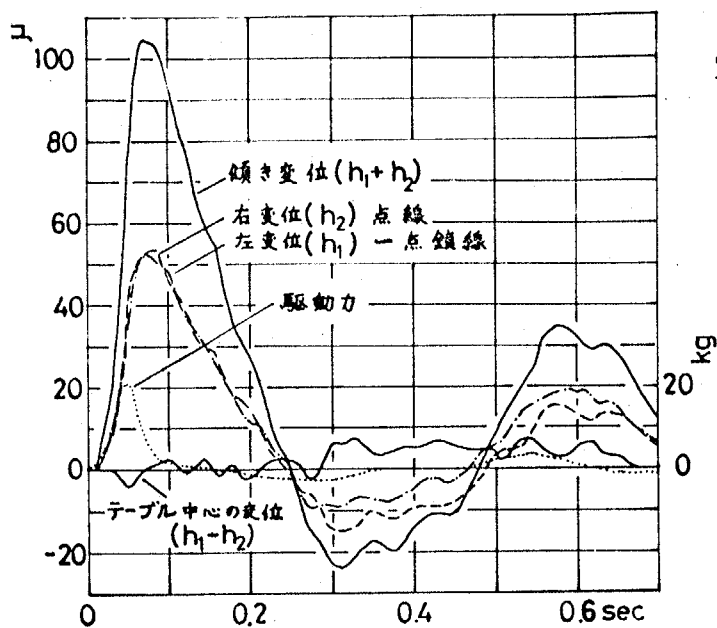
左圧力

- 1.0 kg/cm^2 ()

加速度

- 0.093 g

図5.10 記録例 (停止時)

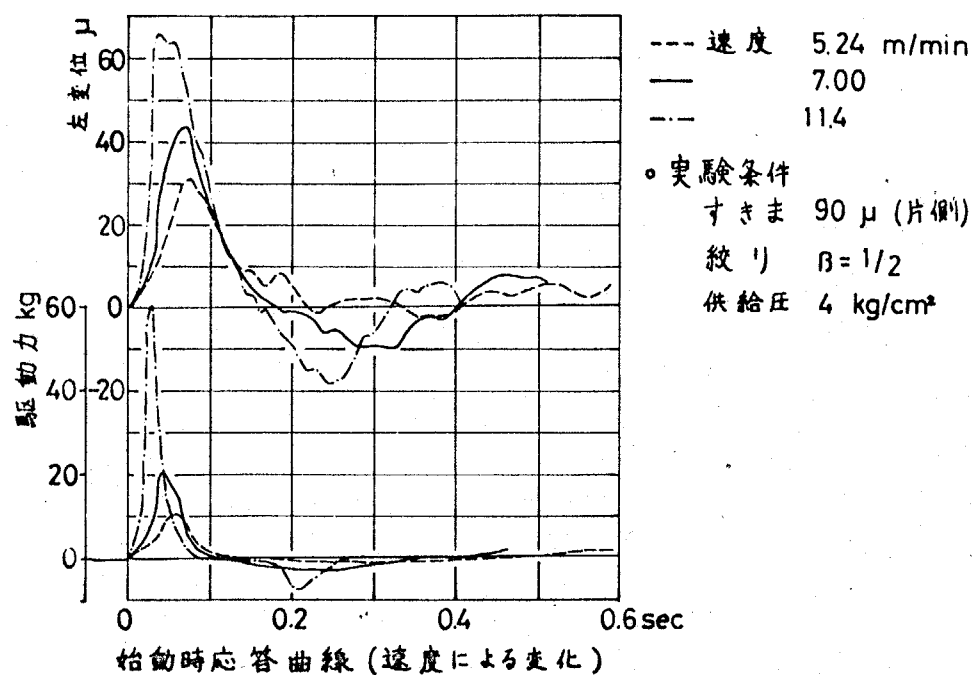


実験条件

すきま 90μ (片側)絞り $\beta=1/2$ 供給圧 4 kg/cm 速度 7.00 m/min

図 5.11 始動時応答曲線 (Tableの動き)

図 5.11



実験条件

すきま 90μ (片側)絞り $\beta=1/2$ 供給圧 4 kg/cm^2

図 5.12 始動時応答曲線 (速度による変化)

図 5.12

一さによらうず電流式変位計のバラツキなどが考えられるが、測定結果に再現性があること、ならびにガイドレールの精度測定(図5.3)を考慮すると、主にガイドレールのうねりの影響と思われる。切返し時は、駆動およびそれによつて生じる変動が起動、停止時より大きいだけで、変動曲線の形はほぼ同じある。したがつて以下に示す実験結果は主に、起動時について述べる。

また、参考として、駆動速度を変えたときの起動時の駆動力と、左変位の時間的变化の例を図5.12に示す。駆動速度が増すにしたがつて駆動力は大きく、最大点に達する時間が短くまた作用時間が短くなつており、それにしたがつて、左変位すなわち傾き変位も立ち上りが速くなつてゐるが、 10μ ぐらいの変位に戻る時間はほぼ同じである。

5.3.2 供給圧力 P_s の影響 すきま 90μ 、絞り比 $\beta = 1/2$ 、平均駆動速度 5m/min のもとで供給圧力 P_s を 4.6kg/cm^2 と変えたときの起動時の応答曲線を図5.13に示す。図より駆動力の曲線はほとんど同じであるがそれに対する傾き変位は P_s が小さいほど大きくなり、回復時間も長く、 6kg/cm^2 と 4kg/cm^2 の差より 4kg/cm^2 と 2kg/cm^2 の差の方がかなり大きい。

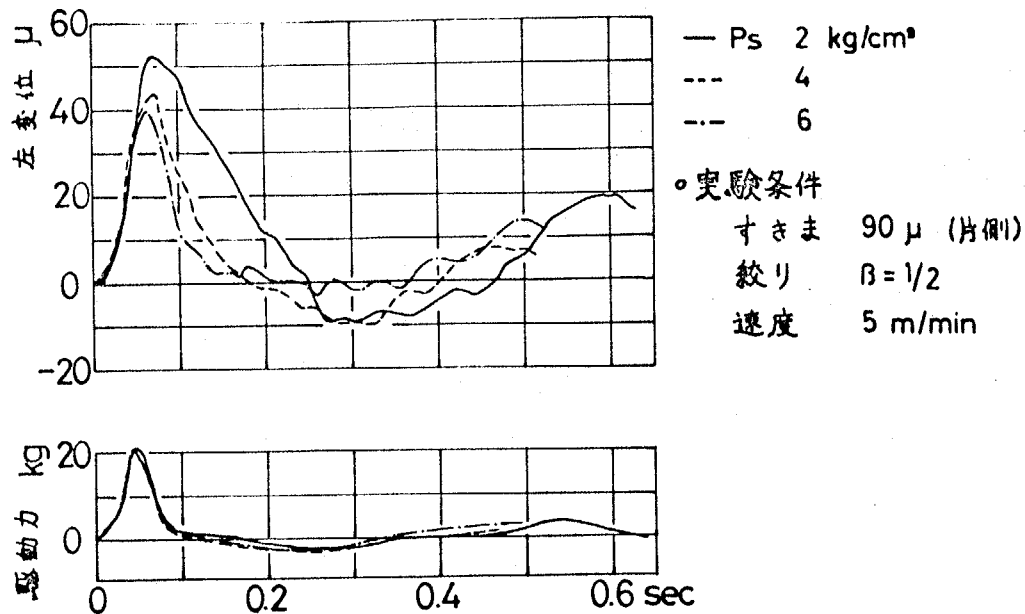
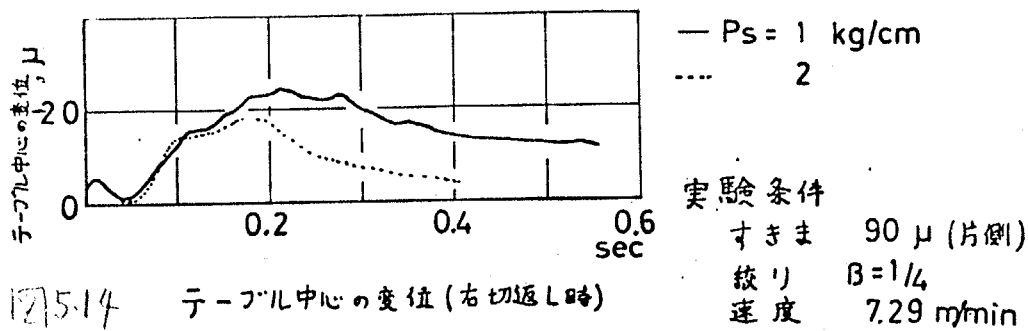
図5.13 始動時応答曲線 (供給圧力 P_s 変化)

図5.14 テーブル中心の変位 (右切返し時)

すきま 90μ , 絞り比 $\beta = 1/4$, 駆動速度 7.3 m/min の条件で, $P_s = 1 \text{ kg/cm}^2$ と 2 kg/cm^2 に対するテーブル中心点変位の変動曲線を図5.14に示す。変動の立ち上り部分はほぼ同じであるが, 回復が供給圧力の小さい, すなわち静剛性の小さい方が長くなる。

駆動速度を変えると, 図5.12に示されるように駆動力が変わり, この駆動力の最大値と傾き変位最大値の関係を P_s を

パラメーターにして静的な力と変位の関係と共に、図5.15に示す。駆動力が小さいときは静的な曲線に近く、大きくなるとスクイズ作用が増大して、剛性が高くなる方へずれ、最大駆動力が10kg以上のときは、各々の供給圧力の曲線は、ほぼ平行である。

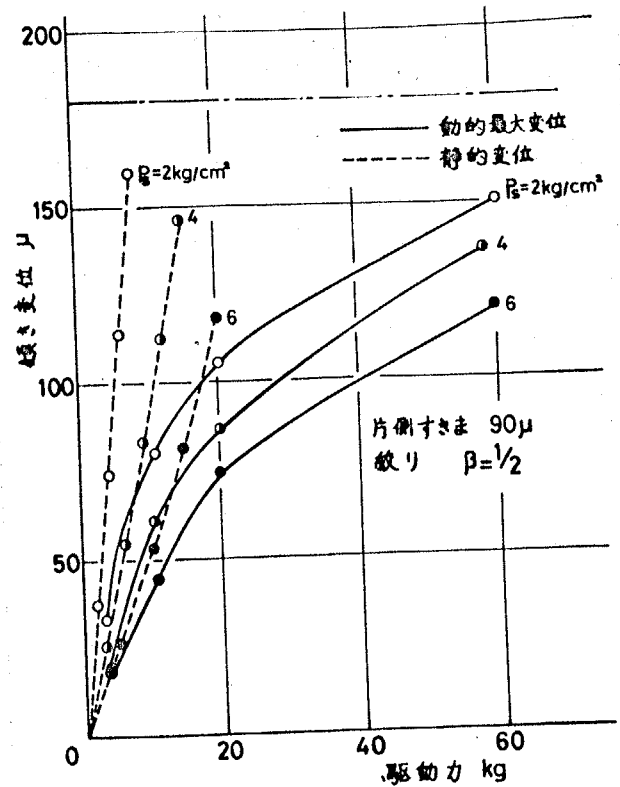


図5.15 傾き変位と駆動力の関係
(供給圧力 P_s の影響)

また、駆動力の力積と傾き変位最大値の関係は図5.16のようになり、力積に対してほぼ直線的に変化し、各 P_s に対する曲線はほぼ平行である。

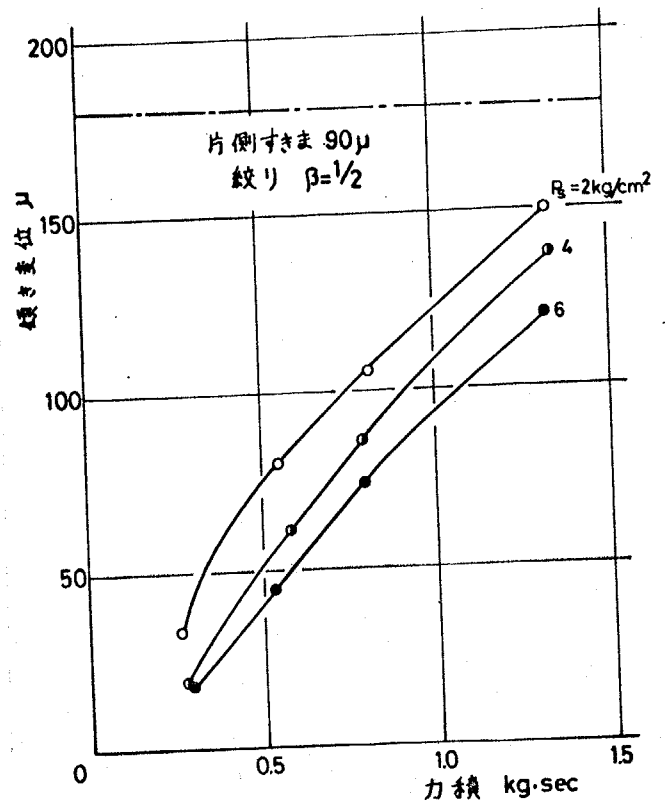


図5.16 傾き変位と力積の関係
(供給圧力 P_s の影響)

5.3.3 絞りの影響

対向形の場合、設定する圧力が一定であるから絞りの抵抗だけで、絞り比 $\beta = P_r/P_s$ が決まるので

β を $1/4$, $1/2$, $3/4$ となるように絞りを変えて、実験を行なっている。

すきま 90μ , 供給圧力 $P_s = 4 \text{ kg/cm}^2$, 平均駆動速度 5 m/min の条件に対する始動時の応答曲線を図 5.17 に示す。

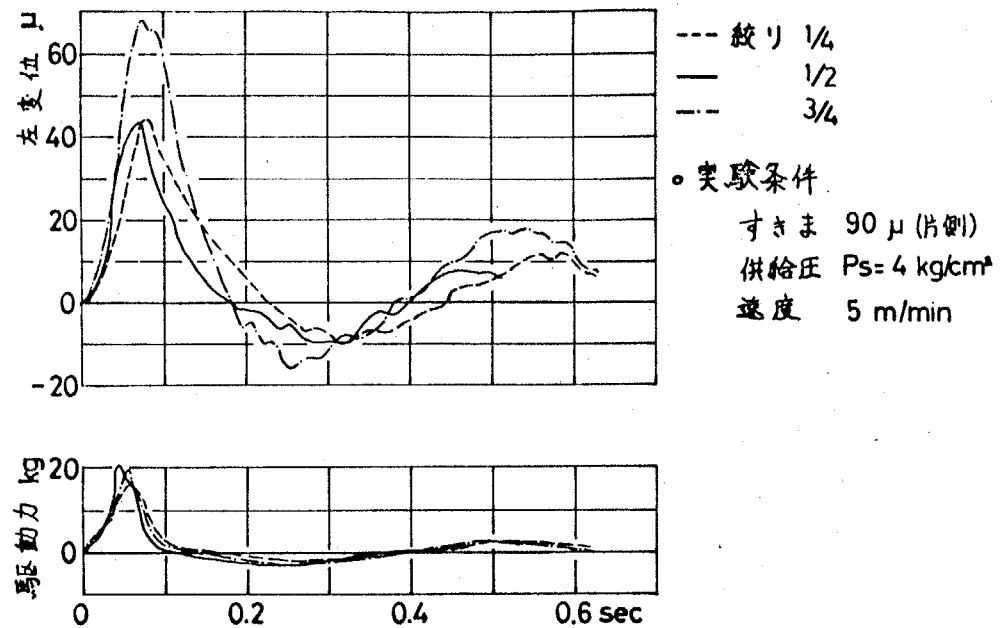


図 5.17 始動時応答曲線 (絞りによる変化)

図より $\beta = 1/4$ のときの駆動力の最大値が他の β より 20% ぐらい低いが、傾き変位 (左変位) の最大値は $\beta = 1/4$ と $\beta = 3/4$ でほぼ同じあり、 $\beta = 3/4$ のときは前者より 30% ぐらい大きい。同じ入力に対しては、変位は $\beta = 1/2 < \beta = 1/4 < \beta = 3/4$ の順になるが静剛性は $\beta = 1/2 > (\beta = 1/4) = (\beta = 3/4)$ であり、スクイーズ効果は $\beta = 1/4 > \beta = 1/2 > \beta = 3/4$ である。

また駆動力の最大値と傾き変位の最大値の関係をプロットすると図 5.18 のようになる。

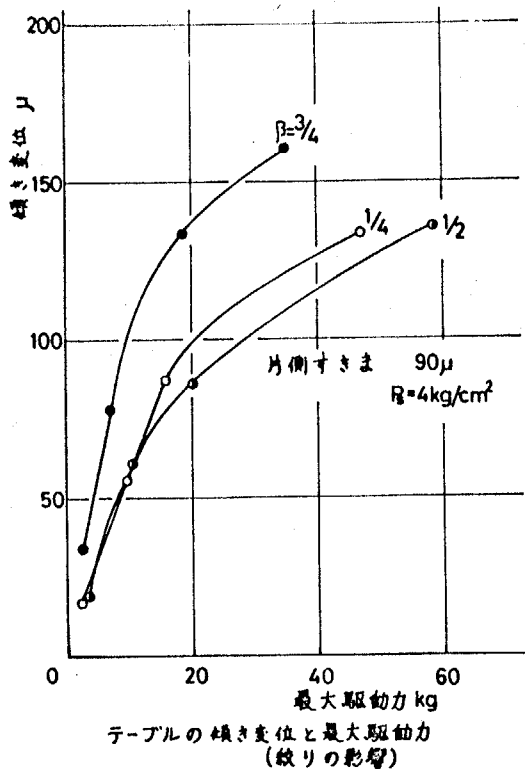


図 5.18

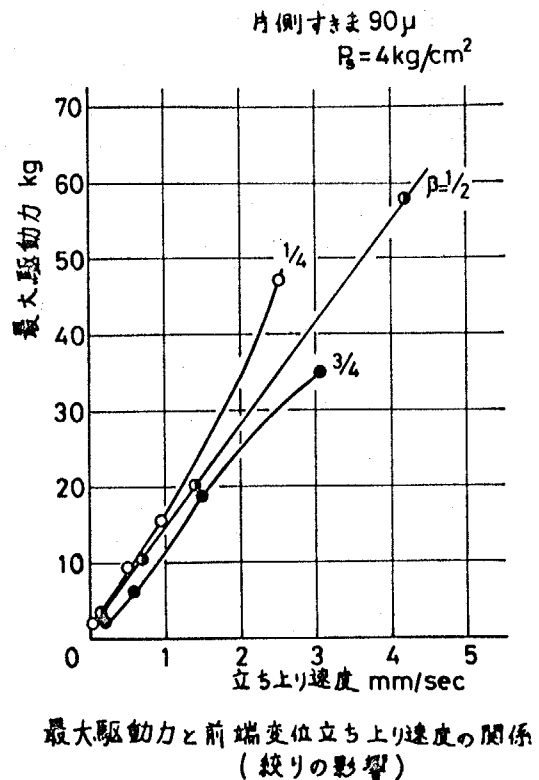


図 5.19

静剛性が一番大きい $\beta = 1/2$ が一番変位も少ないが、動圧効果が一番大きい $\beta = 1/4$ は $\beta = 1/2$ の曲線に近く、 $\beta = 1/4$ と $\beta = 3/4$ の相違が動圧効果を示す。また、動圧効果を別の角度から見るために、傾き変位(前端変位)の立ち上り速度と駆動力の最大値との関係をプロットすると図 5.19 のようになる。図は $\beta = 1/2$ のときは直線であり、 $\beta = 1/4$ のときは立ち上り速度が大きくなるにしたがって $\beta = 1/2$ のときの直線より上へ、また $\beta = 3/4$ のときは下へずれる。静剛性は傾きがこの実験結果程度の変化範囲ではほぼ線形であるから、 $\beta = 1/2$ のときは線形ダッシュポット、 $\beta = 1/4$ のときは硬い非線形ダッシュポット、

$\beta = 3/4$ のときは柔かい非線形ダッシュポットの特性を示すことを意味する。

5.3.4 すきまの影響 絞り比 $\beta = 1/2$ 供給圧力 $P_S = 4 \text{ kg/cm}^2$ 平均駆動速度 5 m/min の条件で、すきま δ_m を 60μ と 90μ と変えたときの始動時の応答曲線を図 5.20 に示す。

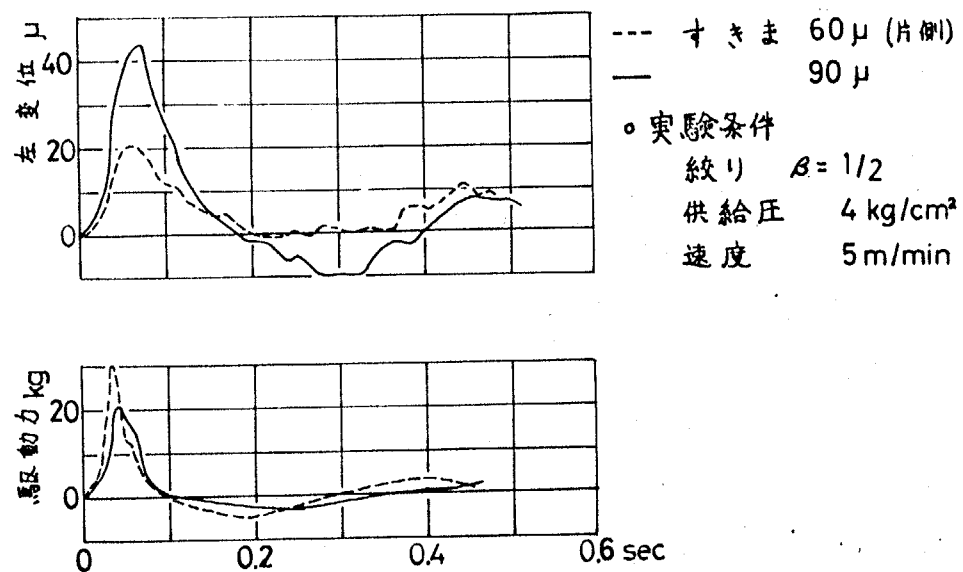


図 5.20 始動時応答曲線(すきまによる変化)

図より、すきまが 90μ の場合、 60μ の 1.5 倍であり、駆動力の最大値も 60μ の場合より 30% 低いが、傾き変位(左変位)は 2 倍以上大きい。すきまの影響をより明確にするために、応答曲線における傾きの最大点、傾き率と駆動力の最大値との関係を図示すると図 5.21 のようになる。図では、衝撃的駆動入力が 20 kg 以上の場合、傾き率 α は、すきまにだいたい比例している。

なお、油膜の傾き静剛性は
 $|k| < 0.8$ の範囲までほぼ一定で
 ある。

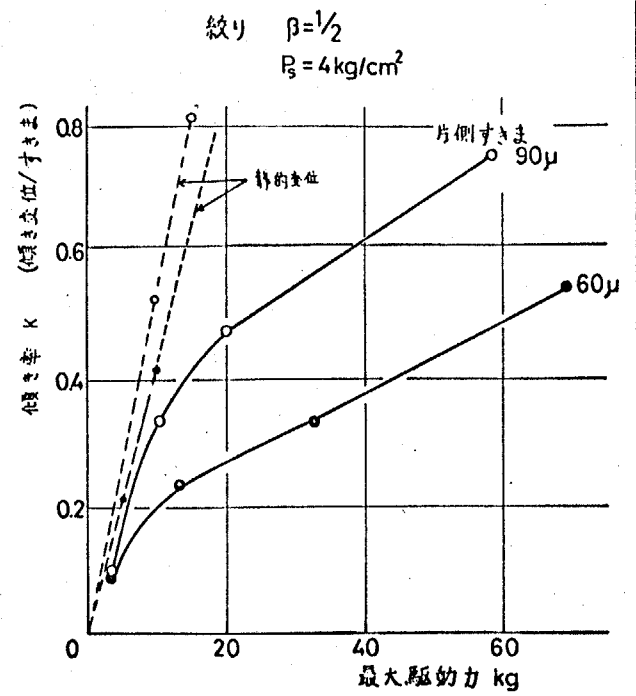


図 5.21

5.4 理論的検討

5.4.1 運動方程式 本章で静圧支持されたテーブルの駆動時における油膜厚さ変動と測定するために用いた実験装置は、テーブル駆動方向の運動以外を拘束するために対向した3組の計6つの受圧面で構成されているが、駆動バーの位置が側面に垂直で、テーブルの重心を通り、駆動バーにはその先端にある球面により、駆動方向の力のみ作用するようになっているので、テーブルに作用する外力はまわりの力のモーメントとx方向の力だけである。したがって、このようなテーブル運動の場合、側面の対向した受圧面の油膜厚さ変動だけを考えればよいことがわかる。つまり、第2章の一般解析法応用例として、その適用を試みると、本実験装置では図2.5(a)において、左側のがイドレールにある1番と6番の受圧面が右側のがイドレール1本に集められた構造になっており、図2.5(a)の構造と同等であるので

$$\alpha_1 = \alpha_2 = 0$$

$$\alpha_3 = -90^\circ, \quad \alpha_4 = 90^\circ$$

$$\alpha_5 = \alpha_6 = 180^\circ$$

となり，油膜厚さ変化とテーブル変位の関係は

$$\left. \begin{aligned} -\Delta h_{m3} &= Gz, \quad -\Delta h_{m4} = -Gz \\ h_{z4} &= \frac{L}{2} \Theta_Y, \quad h_{z3} = -\frac{L}{2} \Theta_Y \end{aligned} \right\} \text{----- (5.1)}$$

となる。対向した2つの受圧面形状は合同であるから，管路条件が同じならば，各々の受圧面における油膜力は等しくなり，片面のみの場合の2倍となる。したがって，管路の特性が流体抵抗だけの場合，テーブルの慣性が無視できるところから，

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{d\bar{t}} - P_3 f_{dx} &= 0 \\ \frac{d\varepsilon}{d\bar{t}} + P_4 \varepsilon + U k_z &= 0 \\ \frac{dk_z}{d\bar{t}} + P_2 k_z + P_1 f_{dx} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{----- (5.2)}$$

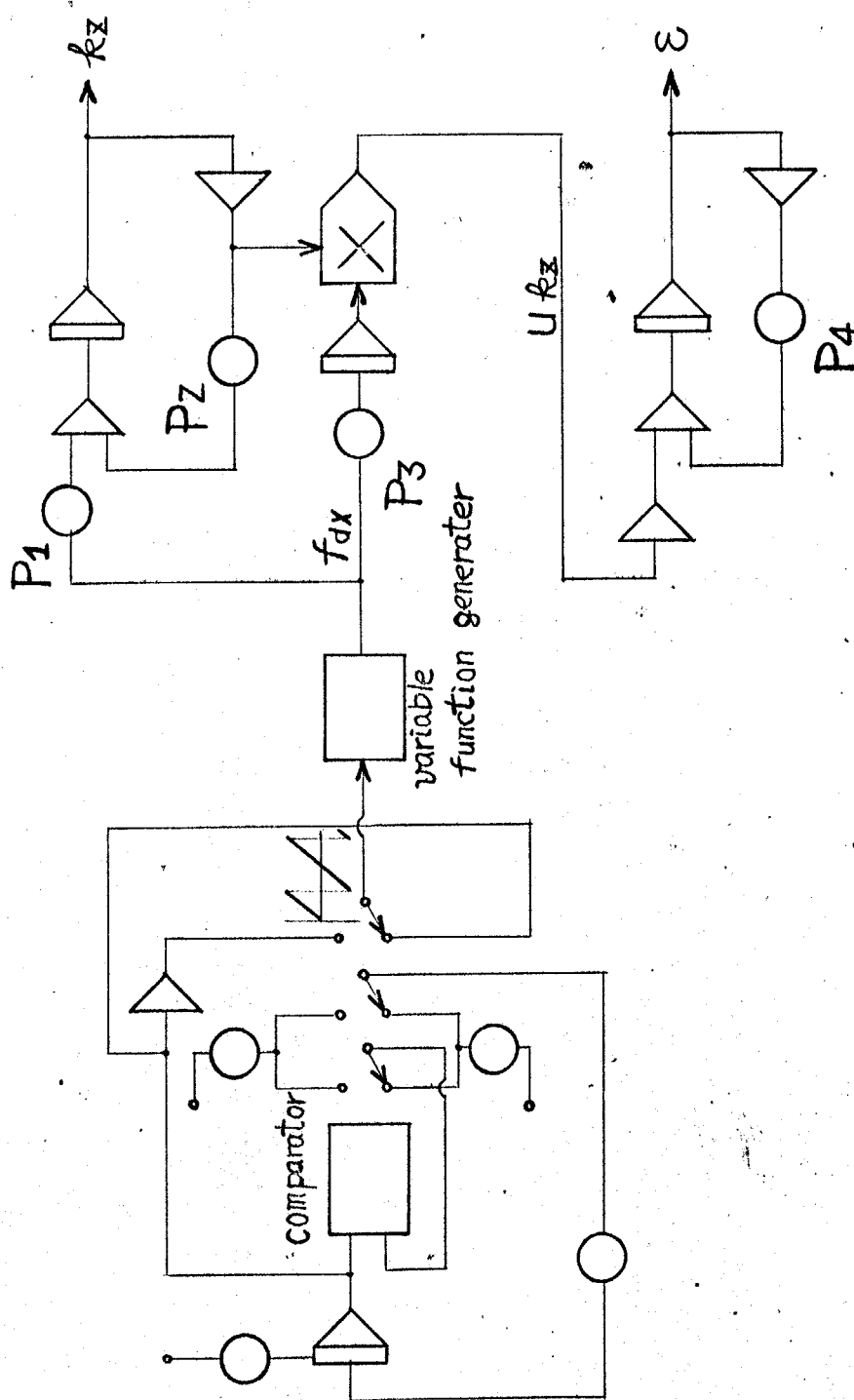
ここに， f_{dx} は無次元駆動力であり，また P_1, P_2, P_3, P_4 は次のように表わされる。

$$P_1 = \frac{1 + \bar{H}_d}{\Lambda_{zz} (1 + \bar{H}_d) + \Phi_d} \cdot \frac{Le}{L/2}$$

$$P_2 = \frac{(1 + \bar{H}_d) \Lambda'_{z1} / \Lambda_{y1} + \Lambda_g}{\Lambda_{zz} (1 + \bar{H}_d) + \Phi_d}$$

$$P_3 = \frac{W_0}{W_s} \cdot \frac{L}{g T_{hb}} \equiv \gamma_3$$

$$P_4 = \frac{3}{\Lambda_{yy} (1 + \bar{H}_g) + \Phi_s}$$



$$P_1 = \frac{1 + \bar{H}_d}{\Delta_{zz}(1 + \bar{H}_d) + \bar{\Phi}_d L/Z} \frac{L_e}{L/Z}$$

$$P_2 = \frac{(1 + \bar{H}_d) \Delta_{zz} / \Delta_{zz} + \Delta_{zz}}{\Delta_{zz}(1 + \bar{H}_d) + \bar{\Phi}_d}$$

$$P_3 = \frac{w_0}{w_s} \frac{L}{g T_{hb}} \equiv \gamma_3$$

$$P_4 = \frac{3}{\Delta_{zz}(1 + \bar{H}_s) + \bar{\Phi}_s}$$

图 5.22

式(5.2)をアナログ計算機の回路で示すと図5.22のようになる。なお、図にはインパルス的な駆動入力 f_{dx} に近似した波形を出力するための回路も同時に示してある。

また、本実験に使用した図5.5に示す形状 ($L/B=5$, $b/B=0.25$) に対する形状係数は、図5.23～

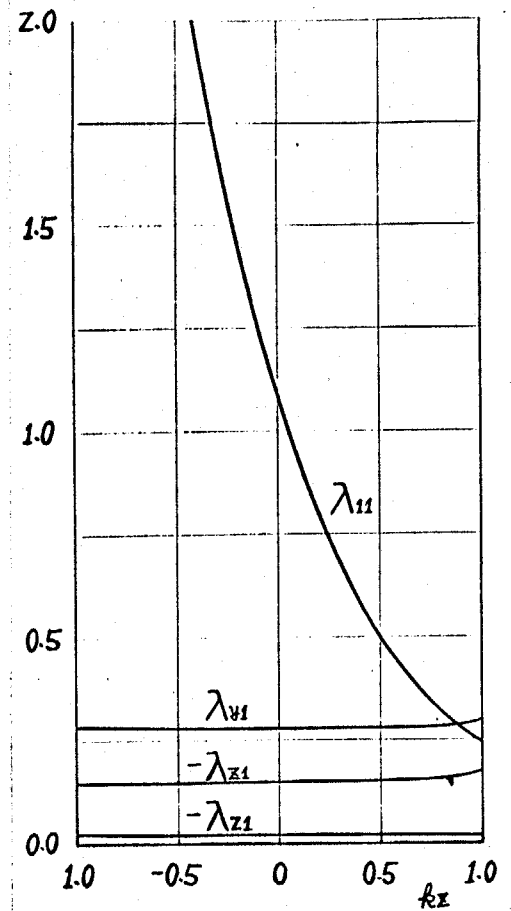


図 5.23

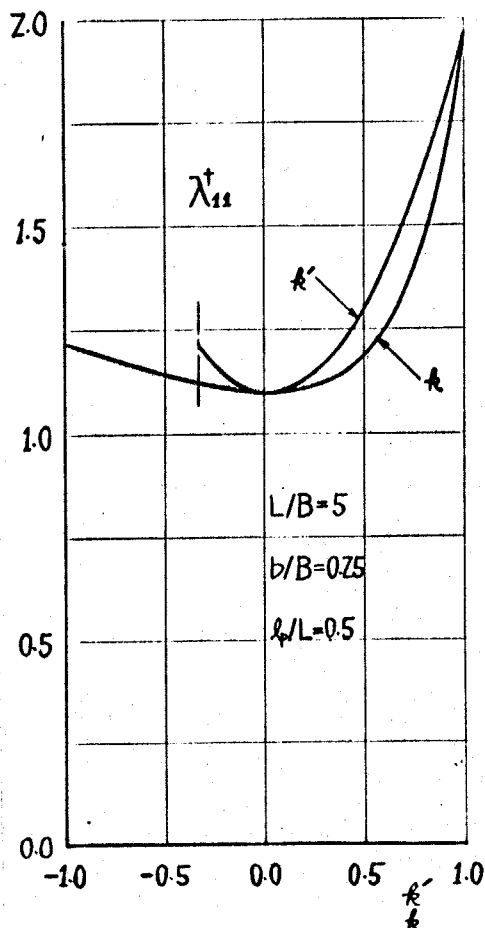


図 5.24

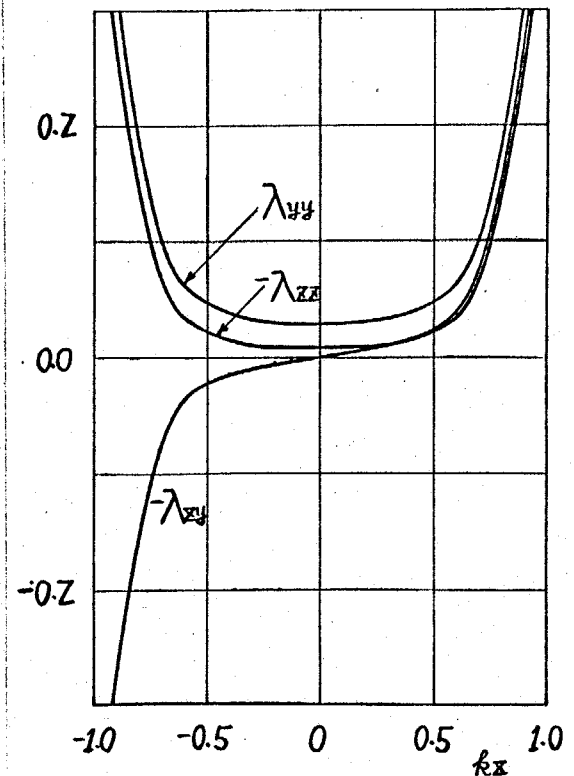


図 5.25

図 5.25 のようになる。図 5.23 ~ 図 5.25 より $|k_2| < 0.5$ の範囲では運動方程式はほぼ線形であると考えられる。また静持性についても $|k_2| < 0.6$ ぐらいの範囲でほぼ線形であると考えられる。

5.4.2 実験結果と理論値の比較. 供給圧力 P_s だけを変えた, すなわち油膜静剛性を変えた時の実験値と図 5.22 に示されるアナログ回路で計算された結果と, 図 5.26, 5.27 および 5.29 に示す。これらの図より $|k_2| < 0.5$ すなわち $|k_d| < 45 \mu$ の範囲に入る $P_s = 6 \text{ kg/cm}^2$ の場合には駆動入力の近似度と考えれば応答時間ならびに変位量が定量的によく一致しており, P_s が小さくなると変位 k_d が 45μ を越える量が大きくなるにしたがって図 5.25 に示される形状係数の非線形性の影響が顕著に現われて, 一致しなくなってくるのがわかる。圧力比 β だけを変えたときの実験値と計算値の比較と図 5.28 ~ 5.30 に示す。これらの図より圧力比 β の影響すなわち絞り抵抗の影響は, 静剛性は圧力比 $\beta = 1/2$ のときが一番高く, $\beta = 1/4$ と $3/4$ は同じで $\beta = 1/2$ より低い。 β が小さいほどすなわち, 絞りの抵抗が大きいほど動剛性が大きいので変位 k_d の大きさは $(\beta = 1/4) < (\beta = 1/2) < (\beta = 3/4)$ となり, 前と

同じように変位 h_d の一番小さい $\beta = 1/4$ の場合が実験値と一番よく合い、 β が大きくなるにしたがって大きくずれる。

また、図 5.26 ~ 5.30 から計算による中心点変位は $2 \sim 3 \mu$ 以内でほとんど起らないことがわかる。

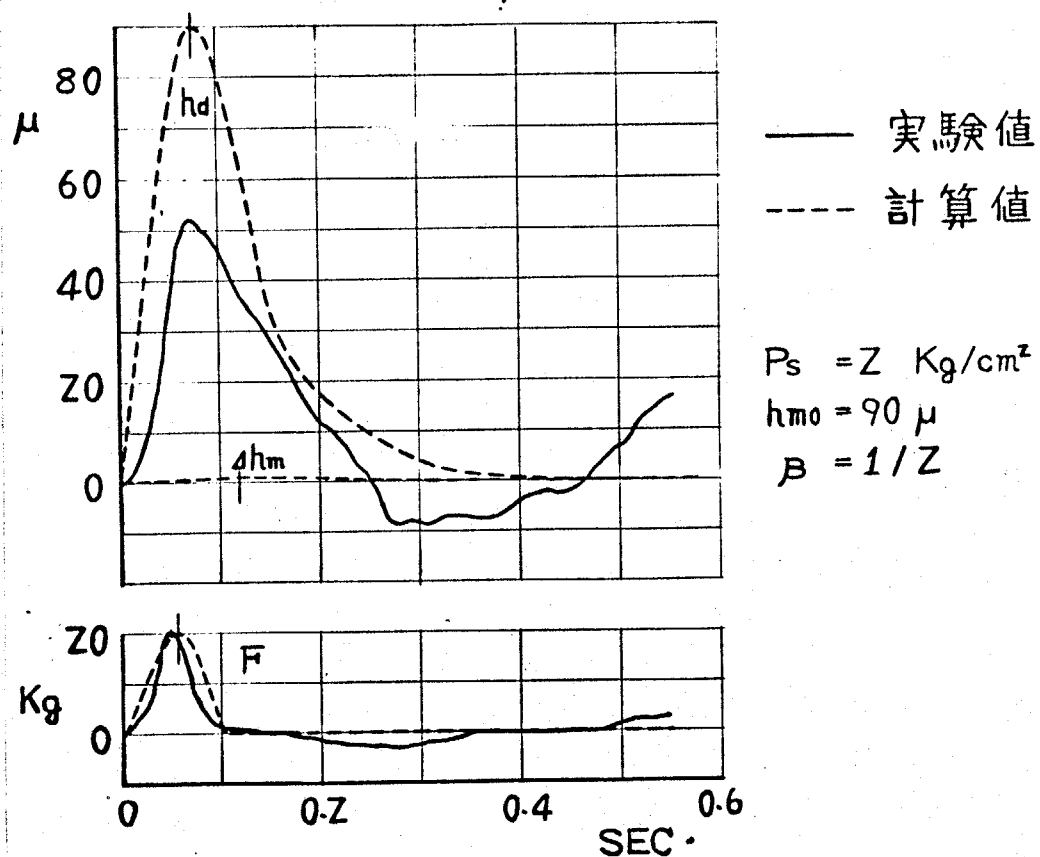


図 5.26

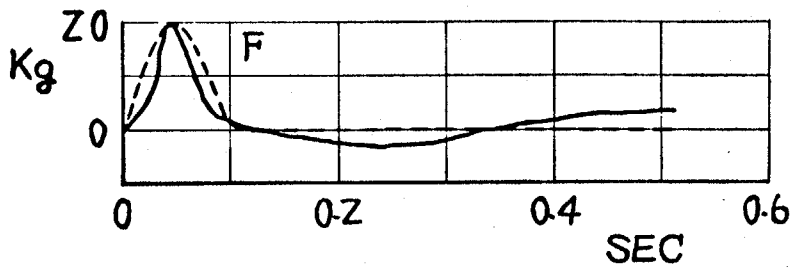
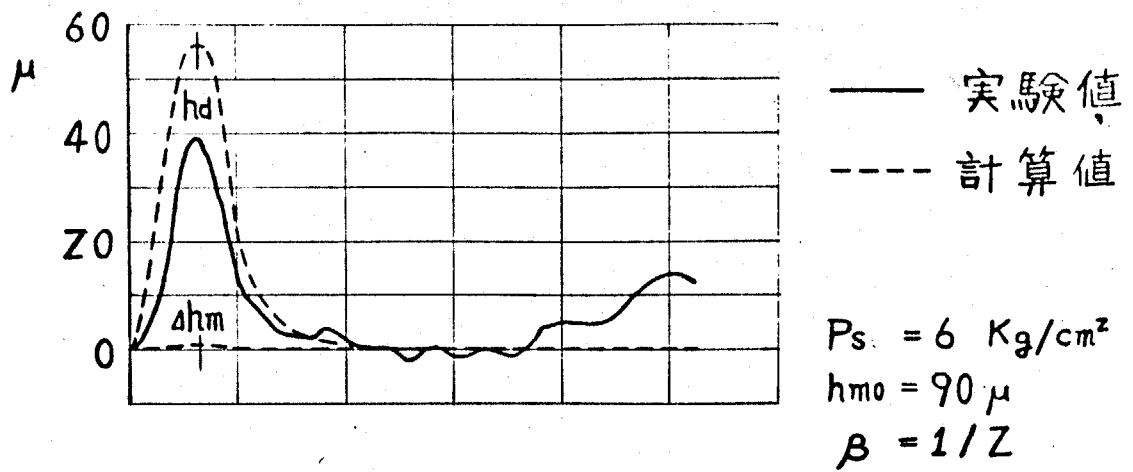


図 5.27

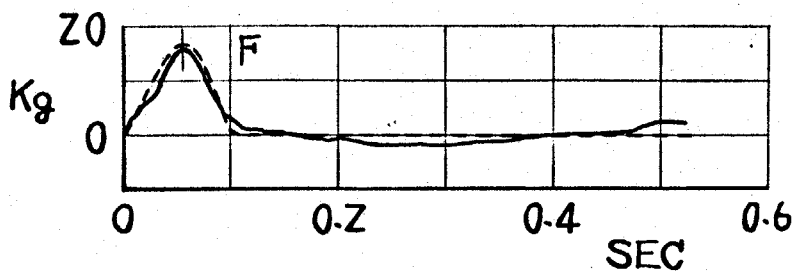
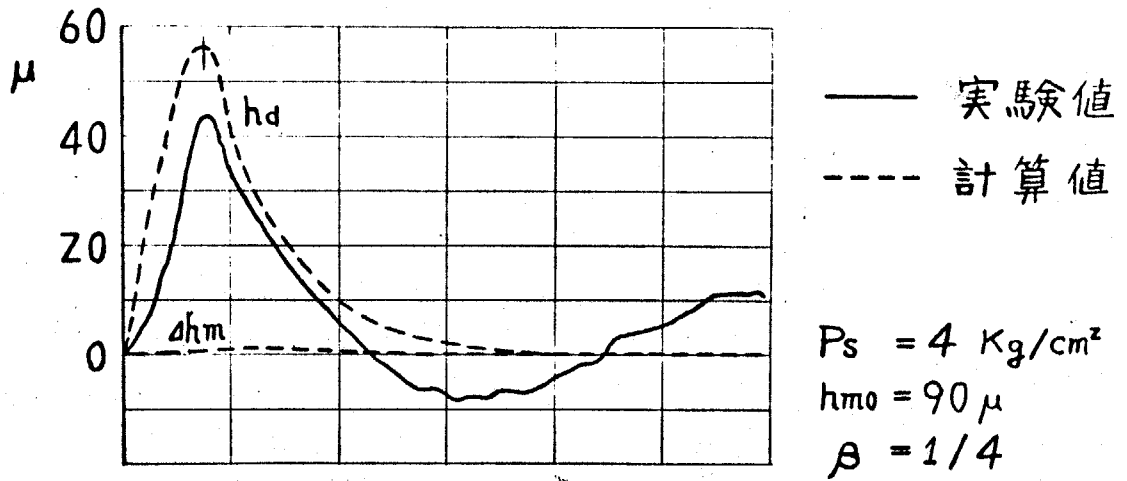


図 5.28

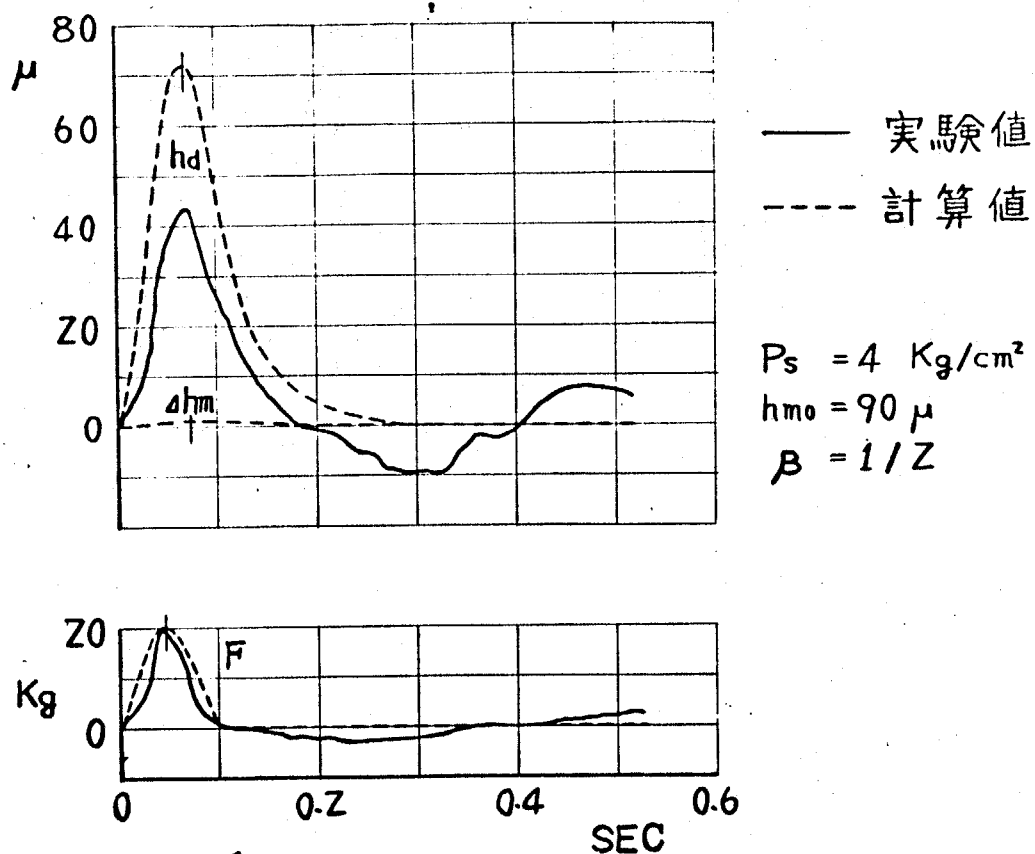


図 5.29

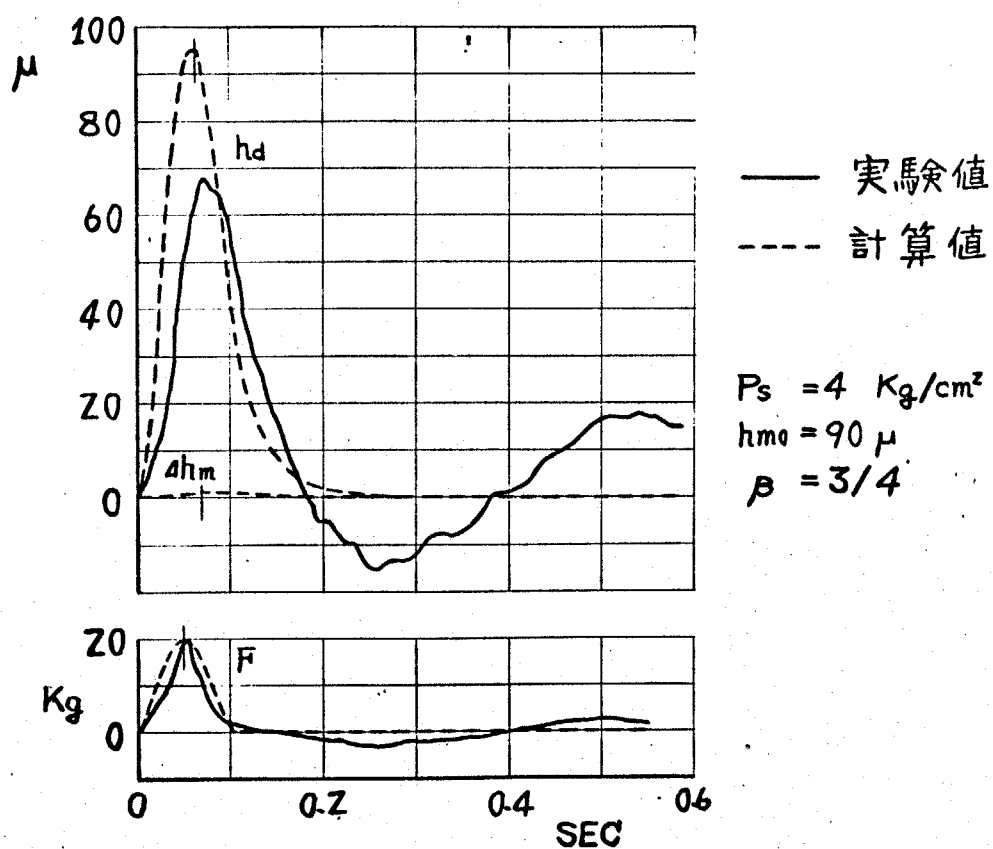


図 5.30

5.5 まとめ

往復運動をする直線運動形静圧案内面では、駆動力によるモーメントによって生じるテーブルの浮きより変動が実用上重要な問題となる。本章ではこのようなテーブル駆動時の静圧案内面の特性を明らかにするために、2ポケットの軸受パッドで構成された実機モデルによる実験を行ない、定量的な理論解析による検討を行なった結果、次のようなことが明らかになった。

(1) $|k_z| < 0.5$ の範囲では線形近似式で十分にシミュレートすることができ、またこの範囲では駆動力とよく追従するので制御が容易になる。

(2) 静圧案内面では一般に、中心点変位 k_m はほとんど起らず、したがって起動、停止、切返し時の運動は傾き変位のみと変えればよい。この点が動圧すべり軸受と異なる点で、静圧案内面の利点と言えよう。

(3) 図5.19より絞り条件が $\beta = 1/2$ のとき、回転運動系の粘性抵抗は線形の $\beta > 1/2$ では硬い、 $\beta < 1/2$ では柔い非線形のタツシユポケット特性を示す。

(4) 静圧案内面は(2)項で述べたようにクサビ作用による中心

が発生しにくいという利点の他に、駆動入力を制御することによって、駆動中の案内面の特性を容易に制御できる利点がある。

なお、本実験条件は実際とは異なるが、無次元式では実際の場合に近く、ただ時間軸が異なるだけであるから実際の場合にも同じような傾向を示すと思われる。

第6章 静圧案内面の設計指針

6.1 まえがき

静圧案内面は表6.1に示すように、設計条件のパラメーターが沢山あるために、融通性に富んでおり、また種々の制御が可能であり、したがって設計とうまく行えば非常に良い性能が得られ、またその適用範囲も広くできる。しかしその反面、設計条件が複雑なので最適条件を見い出すことが必ずかしいことになる。

従来の研究で示された設計方法は、ほとんど静特性に限られ、その最適条件も設定条件と供給圧が P_s と絞りあるいはすまきが一定という条件に限って求められている。

本章では、まず静剛性について、実際の設計条件は使用目的によつて種々の設定条件の組合せが存在し、その組合せによつて最適条件 異なることを示し、次に動特性についても使用目的によつて設計条件が種々異なつてあることを示す。

以上の事より、実際の設計に対しては試行的な方法で最適条件を求めることが必要となり、特に実用に重要な動特性を考慮したダイナミックデザインの場合には、ダイナミックシミュレーションと組合せたC.A.Dの開発が望まれることにな

るので、ダイナミックシミュレーションと組合せた C.A.D の一手法を提案し、C.A.D の計算法では計算精度と計算時間が問題になるが、本解析法はこのダイナミックシミュレーションの有力な手段となることを示す。

表 6.1 静圧案内面の設計条件

(1) 形状

- (i) 案内面形式 — [受圧面の数
平形, V 形, 逆 V 形
- (ii) 受圧面形状 — [ポケット数
縦横比 l/B , ポケット幅比 b/B と長さ比 l/B
ポケット位置 l_0/B

(2) 供給システム

(3) 静圧軸受条件

- (i) すべり軸受条件 — [荷重 W , ポケット圧力 P_r , 油膜厚 h , 受圧面積 A_p
すべり速度 U , 潤滑油の粘度 μ
- (ii) 供給管路条件 — [管路の流体インピーダンス 絞りの抵抗 R_f 管路の圧縮性による流体キャパシタンス C_a など
供給圧力 P_s , 供給流量 Q_s , 絞りの抵抗 R_f

(4) 外力条件

- (i) ステップ入力

(i) 加振力

(ii) 駆動力

あるいは、

(i) 切削力 = 定常的力 + 変動力

(a) テーブル停止または低速送り ———— [ドリル (垂直力)
フライス (水平力)

(b) テーブル駆動時 ———— [研削盤 (垂直力の移動)
プレーナー (水平力)

(ii) 駆動力 = カのモーメント + すべり加速度

(iii) その他の外力 ———— [機械構造から伝わる振動
油圧源の脈動, 弁(たとえばリリーフ弁)のチャタリング

6.2 静剛性による設計法

6.2.1 形状についての考察

形状に関係する重要な静特性に、負荷能力と強制給油するための消費動力の問題がある。負荷能力はポケット面積を大きくすれば、図3.7に示されるようにほぼ直線的に増すが、そうすると供給流量が、図3.5に示されるように双曲線的に増大するので、消費動力が急激に多くなる。

したがって消費動力をできるだけ小さくして、負荷能力をたかめるようにする必要がある。図3.14より消費動力係数 η は $b/B = 0.3 \sim 0.5$ で最小になるので、 b/B が最小点から0.1ぐらい大きい $b/B = 0.4 \sim 0.6$

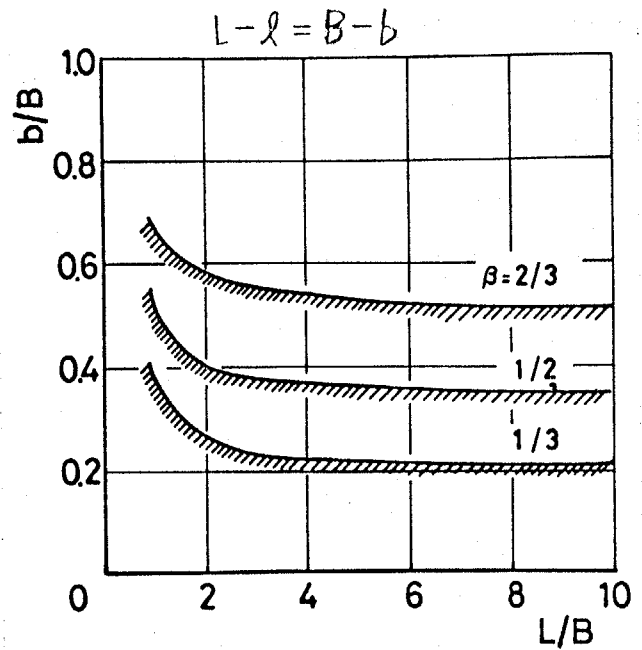


図6.1

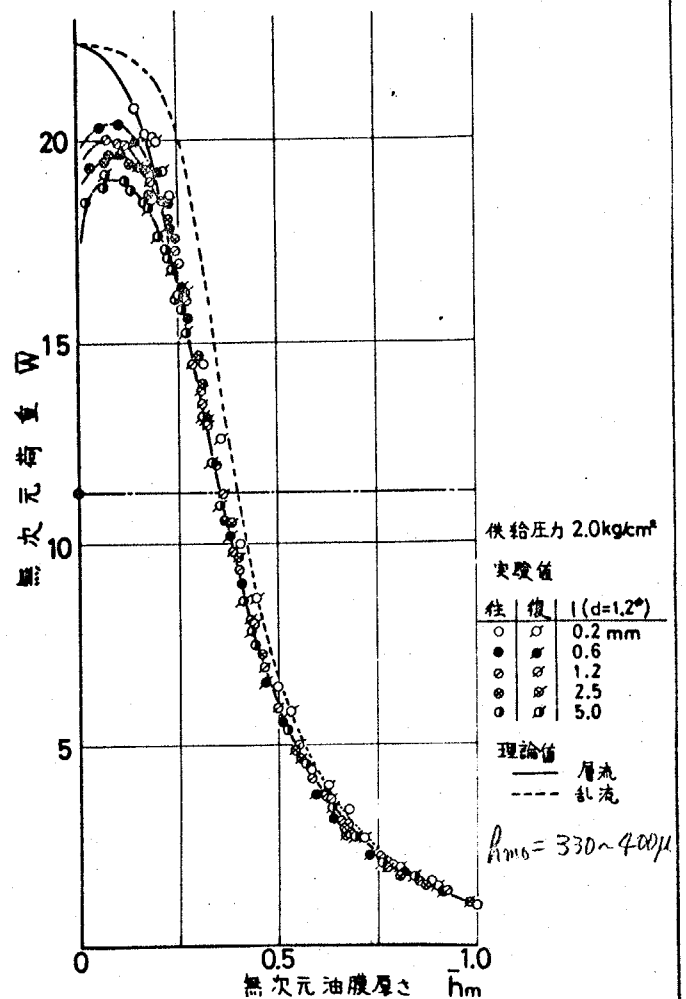


図6.2

が適当と考えられる。一方テーブルを浮上させる前のようにすきまには油がない状態から浮上させる場合には、ポケットの圧力だけ荷重を支える必要がある。この場合油は流れないからポケット圧力 P_r は供給圧力 P_s に等しくなるから、

$$W = A_p \lambda_{21} P_r < A_r P_s$$

すなわち

$$\bar{A}_r > \lambda_{21} \beta$$

の条件が必要となる。

式(6.1)の条件を図示すると前ページのようになる。図6.1と前述の条件より、 $\beta = 1/2$ のときは消費動力係数の最小と式(6.1)の条件の限界がほぼ一致するので、

- (i) $\beta \geq 1/2$ のときは式(6.1)の下限值に、
- (ii) $\beta < 1/2$ のときは消費動力が最小に、なるようにするのが適切と考えられる。

すきまが小さくなるとわずかな傾きでも傾き率 β は大きくなるので3.4節の式(3.37)の関係よりすきまはさらに小さくなり、その結果図6.2に示すように、油膜の一部が切れて負荷能力は急激に低下する。このように油膜の一部が切れる可能性がある場合にも式(6.1)の条件は重要である。

なお、傾きはすまの低下、こうには油膜の切れを起こす以外に消費動力係数も増大させ、またテーブル駆動の場合にはクサビ作用と起してテーブルの浮きよりを発生させるので極力避ける必要がある。

なお、従来の設計では供給の消費動力の他にすべり摩擦による損失動力を考え、全エネルギー損失が最小になるように設計する方法が提案されており、これは高速軸受の場合には重要になるが、案内面の場合には摩擦損失はあまり問題にならない。

6.2.2 静剛性を最大にする条件 軸受条件の設定は、静剛性が最大になるように行なわれる。この静剛性を最大にする最適絞り比 β は、0.5~0.7付近に存在することから、従来より定説となっていたが、第3章の3.5.1節の実験結果では、荷重一定の条件で静剛性が $\beta = p_r/p_s = 1/3$ で最大となっていた。

そこでこのように条件の違いによる静剛性を調べてみる。

静圧軸受の定常特性は、

$$W = A_e p_r \quad (6.1)$$

$$Q = k_B h^3 p_r = \begin{cases} k_1 (p_s - p_r) & (\text{層流絞り}) & (6.2) \\ k_2 \sqrt{p_s - p_r} & (\text{乱流絞り}) & (6.3) \end{cases}$$

ここに $A_e = A_z / A_p$ (有効面積), $k_B = A_{11} / \mu r$ (軸受すまの流量係数), k_1 および k_2 は絞りの流量係数.

上流圧力 p_s と絞りがある値に設定されているときの静剛性は式(6.1)～(6.3)より

$$k_s = - \frac{\partial W}{\partial h} = \begin{cases} \frac{3W}{h} (1-X) & (6.4) \\ \frac{3W}{h} \frac{1-X}{1-X/2} & (6.5) \end{cases}$$

ただし, $X = p_r / p_s$

ここで A_e および k_B を一定とし, 荷重 W (またはポケット圧力 p_r), 上流圧力 p_s , 油膜厚さ h , 絞り (k_1 または k_2) および流量 Q の五つのパラメータ設定条件と考えると, 式(6.2) または (6.3) よりこのうち三つのパラメータが独立である。したがってこれらの設定条件と静剛性 k_s との関係と次の八つの条件について調べる。

(i) 上流圧力 p_s と絞りが一定の場合

(ii) 上流圧力 p_s と流量 Q が一定の場合

(iii) 上流圧力 p_s と油膜厚さ h が一定の場合

(iv) 荷重 W と絞り が一定の場合

(v) 荷重 W と油膜厚さ h が一定の場合 (Q - 一定)

(vi) 絞り と油膜厚さ h が一定の場合

(vii) 荷重 W と上流圧力 p_s が一定の場合

(viii) 流量 Q と絞り が一定の場合

(v), (vi) の場合は p_s が大きいほど, また (vii), (viii) の場合は h が小さいほど K_s が大きくなる。

(vi), (vii) の場合では $X = p_r/p_s = \text{一定}$, (viii) では $p_s - p_r = \text{一定}$ となるが, (i) ~ (v) の場合は式 (6.1) ~ (6.5) より K_s は次のように X の関数として表わすことができる。

(i) の場合

$$K_s = \left\{ \frac{3A_e p_s}{\sqrt[3]{K_1/K_B}} X \sqrt[3]{X(1-X)^2} \right. \quad (6.6)$$

$$\left. \frac{3A_e p_s}{\sqrt[6]{(K_2/K_B)^2/p_s}} \frac{(1-X)^{5/6} X^{4/3}}{1-X/2} \right. \quad (6.7)$$

(ii) の場合

$$K_s = \left\{ \frac{3A_e p_s}{\sqrt[3]{Q/K_B p_s}} X^{4/3} (1-X) \right. \quad (6.8)$$

$$\left. \frac{3A_e p_s}{\sqrt[3]{Q/K_B p_s}} \frac{X^{4/3} (1-X)}{1-X/2} \right. \quad (6.9)$$

(iii)の場合

$$K_s = \begin{cases} \frac{3A_e p_s}{h} X(1-X) & (6.10) \end{cases}$$

$$K_s = \begin{cases} \frac{3A_e p_s}{h} \frac{X(1-X)}{1-X/2} & (6.11) \end{cases}$$

(iv)の場合

$$K_s = \begin{cases} \frac{3W}{\sqrt[3]{K_1/K_B}} \sqrt[3]{X(1-X)^2} & (6.12) \end{cases}$$

$$K_s = \begin{cases} \frac{3W}{\sqrt[6]{(K_2/K_B)^2/pr}} \frac{(1-X)^{5/6} X^{1/6}}{1-X/2} & (6.13) \end{cases}$$

また(V)の場合は式(6.4), (6.5)のようになる。

(i) ~ (iv)の場合は, 式(6.6) ~ (6.13)より K_s に極大値が存在するので, K_s が極大値をとるときに W および h は(V)の場合の $W = W_0$, $h = h_0$ に等しくなるようにすれば図6.3のようになる。

図からわかるように, 与えられる条件によって最適絞り

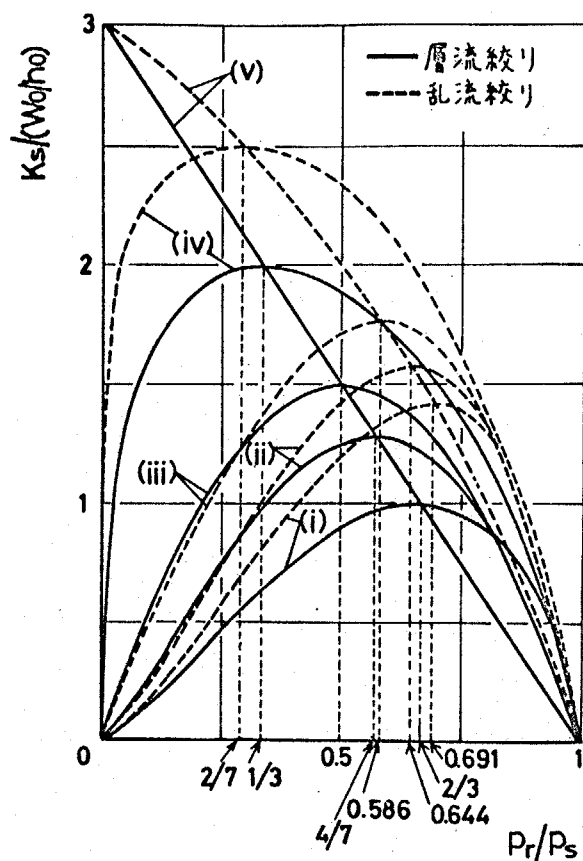


図6.3

比が $0.5 \sim 0.7$ 付近に存在するのは、条件(i)~(iii) すなわち p_s が一定の場合であって、条件(iv)のように荷重一定の場合にはこの範囲にはなく $p_s = 0.3$ 付近に存在する。

したがって、一般に静圧軸受、案内面の設計条件としては、

- (1) 消費動力 ($= p_s Q$) を考慮した場合は条件(ii)
- (2) ジャーナル軸受あるいは対向形 (opposed pad type) スラスト軸受 (たとえば横中ぐり盤のクイル、バックプレートとモッタ案内面など) の場合には条件(iii)
- (3) 本実験装置のように片側のみに静圧支持されるスラスト軸受、案内面の場合には条件(iv)に対して最適絞り比を求めることが適切と考える。

6.3 動特性を考慮した設計法

6.3.1 形状係数についての考察

減衰係数は第3章の式(3.27)で示されるように

$$D_t = \bar{K}_s \bar{\omega} / 3 + A_{22}$$

となり、減衰係数は管路系の流体抵抗による抵抗減衰係数とランド部のスクリーンス作用によるスクリーン減衰係数の和として表わされ、ここで抵抗減衰係数の形状によって決まる係数 $\bar{\omega}$ は図3.16に示されるように静圧軸受の動特性の特徴を示す係数であり、ポンプ動力係数 η とは式(3.28)で示される次の関係がある。

$$\bar{\omega} = 1/\eta$$

したがって、管路の流体キャパシタンスが小さくできないような管路特性が悪い場合には、スクリーン減衰係数を大きく、すなわちランド部を広く $b/B < 0.3$ とする方が適切であるが、管路特性が良い場合あるいは管路特性によって動特性を制御する場合には $\bar{\omega}$ を最大にするように $b/B = 0.4$ 付近にとるとよく、この場合 η は最小になって都合がよい。したがって、管路特性を良くなるようにして、 $\bar{\omega}$ を最大にするようにすべきであ

う。なお、重はフサビ作用を生じさせるが、第5章で述べたように直線運動形静圧案内面の場合定常状態では傾きかなければフサビ作用の影響はほとんどないからテーブルの浮き上りに対する重の影響は考慮する必要がない。

6.3.2 軸受条件についての考察

軸受条件は静剛性を考慮して考える必要があるが、第3章で述べたように静剛性が大きくなるほどオーバーシュートが発生し易く、動剛性も下るから、流体キャパシタンスの影響が問題になる場合には静剛性を犠牲にして圧力比 β を静剛性最大の条件より大きくする必要がある。

なお、軸受条件による影響は、 k_e 、 T_c 、 δ の無次元量に集約され、 T_c の効果は k_e に左右される。また、ランド部が、狭くなると T_c 、 k_e 、 δ の影響が大きくなるので、ランド部が広くできる高速軸受の場合には動特性の配慮が非常に重要になってくる。特に管路の圧縮性は悪影響を及ぼすことが多いので、絞りの下流管路にフレキシブルパイプを使用することや気ほうの混

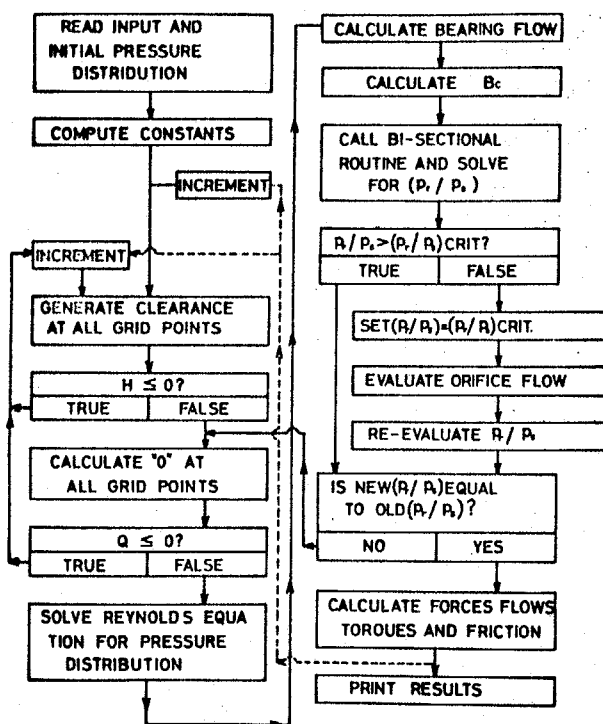
入・留りを避け、また自動絞り弁を使用する場合には
弁の動特性に十分注意を払う必要がある。

また、スラップ応答に対してはオーバーシュートと
起さずに応答を早くすること、周波数応答に対しては
管路特性の制御によって軸受およびシステムの動特性
が改善できること、駆動力に対しては入力波形をイン
パルス状に鋭くすることなどの要求があり、外力条件
によっても最適条件は異なるので、静圧方式の応用の
目的に応じて、個々の場合に対してシミュレーション
による試行的プロセスによって最適条件を捉える必要が
ある。したがって動特性を考慮した設計法にはダウナ
ミックシミュレーションが非常に重要になる。こ
のダウナミックシミュレーションについては次節で述べ
る。

6.4 C. A. D. の一方法の提案

C. A. D. を考える場合、定量的解析が必要であり、計算精度と計算時間の兼ね合いが重要である。

動特性を考慮した C. A. D. に関する従来の研究は、W. Shapiro の論文⁽¹⁶⁾ぐらいしか見当らず、そこでは図 6.4 に示す方法を提示している。図 6.4 からわかるように、ここでは境界条件が変わることにより、ルース方程式

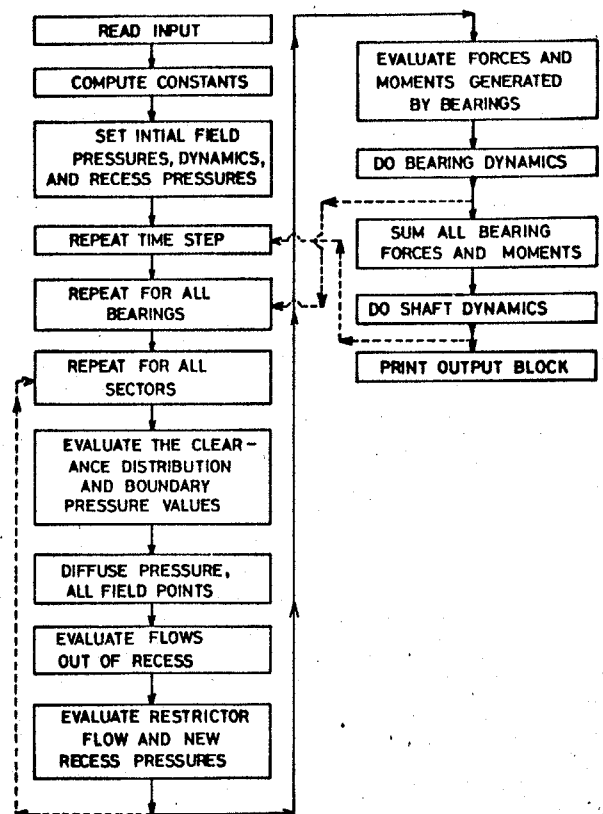


by W. Shapiro

Flow chart -

steady-state performance
of hybrid bearing

(a)



by W. Shapiro

Flow chart -

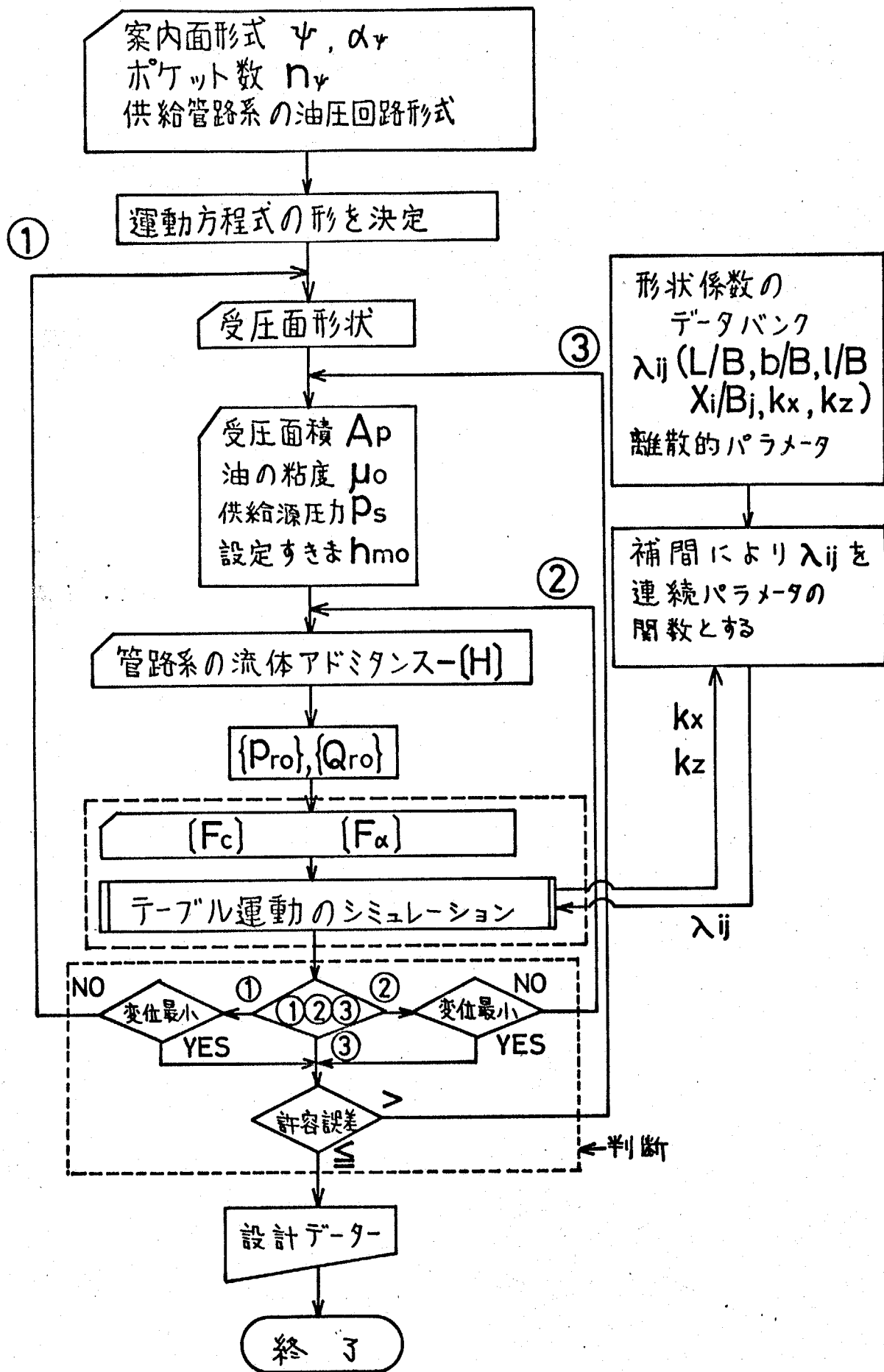
dynamic performance
of hybrid bearing

(b)

図 6.4

を解いている。ダイナミックシミュレーションを行なうときには各時間分割時においてレイノルズ方程式を解いているので、軸受条件などを変えてシミュレーションを行なうためには膨大な計算時間が必要となる。近似計算によって時間を短縮する場合、最適条件の決定には問題があるので、計算精度を下げずに計算時間を短縮する方法が必要となる。

第2章で行った解析方法はこの要求を満たすもので、図6.5に示すようなL.A.D.が考えられる。すなわち、図6.5に示される方法では、離散的にとられた形状のハウメータと傾き率のハウメータに対して予めレイノルズ方程式を解いて形状係数をデータベースとして求めておけば、この形状係数のデータベースから補間法のサブプログラムよりライブラリー関数として非常に短かい時間でレイノルズ方程式を解いたことになる。また、第3章～5章までで述べたように、変位が小さい場合には線形近似で十分であるから、変位が許容範囲内に入るように設計する場合には線形近似の設計でよいことになるので計算時間は更に短縮で



きることになる。したがって、このような方法は静圧案内面のドリフトミックスシミュレーションおよびそれによるC、A、Dに対して有力な手段となり、これはジャーナル軸受などの他の軸受形式にも応用できる可能性がある。

6.5 まとめ

本章では、設計指針として本研究で気付いた設計上の問題点をトピックス的に取り上げ、また ダイナミックデザインのための C.A.D について述べたが、それらをまとめると以下のようになる。

(1) 静的な状態では

(i) 形状は初期浮上および過負荷の場合を考えて、ポケット面積だけで荷重を支えるようにすべきで、その場合、図6.1に示す条件になる。

(ii) 静剛性を最大にする条件は、軸受条件の設定の仕方によって異なり、図6.3に示すように4種の最適条件がある。

(2) 動特性については、管路特性が悪影響を及ぼす場合は、 Δy_0 を大きく、すなわちランド部を大きく、管路特性が良い場合には Δy を大きく、すなわち $L/B = 0.4$ 付近になるようにすべきである。また、外力条件によっても最適な流体条件は異なるが、管路特性によって制御ができる。

(3) ダイナミックシミュレーションと組合せた C.A.D の一方法を提案している

第7章 結 論

工作機械の案内面は工作機械のすべり運動とする部分に幾何学的に正確な運動を与える母性原理を実現するために設けられたもので、工作精度にとって主軸受とともに重要な要素であるが、摩擦・摩耗・スティックスリップなどが問題となり、これらの問題の解決策として静圧案内面の応用が注目されてきた大型機械など一部に应用されているが、案内面の本来の目的である正確な運動を実現するためには、その動特性の研究が不可欠である。しかし、設計に必要な動特性の資料は少なく、特に直線運動静圧案内面のテーブル駆動時の油膜の挙動はほとんどわかっていない状態なので実用上の大きな障害となっている。

そこで本論文では静圧案内面の動特性を定量的に明らかにして、工作機械あるいは同じような構造をもつ他の機械の性能向上の一助とするために直線運動形静圧案内面の動特性に関する一連の系統的な研究を行なった。本研究により得られた結論は各章のまとめに今後の研究課題とともに詳しく述べてあるが、本論文の結論は次のように要約される。

静圧案内面・軸 および軸受系の流体潤滑状態を各ポケット

に流入する流量と、油膜力およびモーメントで構成されたベクトルと各ポケット圧力と油膜厚の変動速度の各成分で構成されたベクトルを関係付ける形状係数の行列要素で表わすことができ、

$$\begin{bmatrix} \frac{\mu_o}{h_m^3} Q_{r1} \\ \vdots \\ \frac{\mu_o}{h_m^3} Q_{rn} \\ \hline W/A_p \\ M_z / \frac{L A_p}{2} \\ M_x / \frac{B A_p}{2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda_{11} \cdots \lambda_{1n} & \lambda_{1y} \lambda_{1z} \lambda_{1x} \\ \vdots & \vdots \vdots \vdots \\ \lambda_{ni} \cdots \lambda_{nn} & \lambda_{ny} \lambda_{nz} \lambda_{nx} \\ \hline \lambda_{y1} \cdots \lambda_{yn} & \lambda_{yy} \lambda_{yz} \lambda_{yx} \\ \lambda_{z1} \cdots \lambda_{zn} & \lambda_{zy} \lambda_{zz} \lambda_{zx} \\ \lambda_{x1} \cdots \lambda_{xn} & \lambda_{xy} \lambda_{xz} \lambda_{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_{r1} \\ \vdots \\ P_{rn} \\ \hline \frac{\mu_o A_p}{h_m^3} \left(\frac{dh_m}{dt} - \frac{h_z}{L} \right) \\ \frac{\mu_o A_p}{h_m^3} \frac{dh_z}{dt} \\ \frac{\mu_o A_p}{h_m^3} \frac{dh_x}{dt} \end{bmatrix}$$

この必要最小限の行列要素を用いることにより一般的な解析が可能になり、またレイノルズ方程式を解くことにより得られる行列要素（形状係数）の計算と、常微方程式である運動方程式を解く計算が分離できるので、ダイナミックデザインのためのC.A.Dに適している。また形状係数の行列要素には相互性が成立するので、多自由度運動方程式の減衰行数の連成項にも相互性が成立し、また管路系の流体抵抗による減衰行数に関係する重とポンプ動力係数 η の間に $\Xi = 1/\eta$ という関係が成立することがわかった。

静圧案内面あるいは軸受に及ぼす絞りとポケットの間の管路の圧縮性の影響は一般にはテーブルの質量の慣性よりも大きく、また実際にはポンプから気泡が混入したり、管路の途中に空気が留まりたりしてその影響が無視できない場合が多く、実際の工作機械案内面でもオーバーシュートが発生することが起り得る。そして管路の圧縮性の影響は静剛性、受圧面形状およびテーブルの慣性と密接な関係があり、オーバーシュート率は静剛性にほぼ比例し、形状についてはランド部の面積が小さくなるほど管路の圧縮性およびテーブルの慣性の影響を顕著に受けるようになる。

また、オーバーシュートの発生条件は、

$$\begin{cases} \psi \geq 1 \text{ のとき} & T_c > 1 \\ \psi < 1 \text{ のとき} & T_c > \{(\psi + 1/4)/2\}^2 \end{cases}$$

となる。

テーブルの傾きの変動については、傾き剛性は垂直剛性より弱く線形範囲が $|k| < 0.7$ と広いが静剛性を最にする条件は一致すること、傾き運動と垂直運動はほぼ独立であり、オーバーシュートが発生した場合には傾き運動の方がオーバーシュート率が大きく現象も速いこと、また駆動時の油膜厚の変動

は中心点変位はほとんどなく、傾き運動が主であるので研削盤、プレーナのような高速駆動される案内面の適用にも優れた特性を有している。傾き率が $0.6 \sim 0.7$ を越えると非線形領域に入り、傾き運動が持続し、中心点変位が生じ、この中心点変位の回復は傾き変位より遅くなることが明らかになった。このようなことから、直線運動形の案内面では傾き変位を抑えることが一番重要であるから、傾き変動に重点を置いて設計することが妥当であると思われる。

以上述べたように本論文では直線運動形静圧案内面の動特性に関する一連の実験、基礎的ならびに応用的な研究により、従来不明であった直線運動形静圧案内面および一般の平面静圧スラスト軸受の動特性について種々の特性を明らかにしたが、本研究は直線運動形静圧案内面の設計に必要な動特性の一部のみを解明したに過ぎず、工作機械構造で問題となる次のような事項

(1) 本研究の不足な問題点として

(i) 管路特性の高次化、自動微分の動特性

(ii) エポケットにおいて管路特性が異なる場合

(iii) テーブル駆動時における流体キャパシタンス C_a の影響

(iv) 非線形運動の解析

(v) 3つ以上の複數ポケットの運動

(vi) C.A.Dの實用化

(vii) 他の軸受形式への応用 → 理論の一般化

(2) 実用上の問題点となり、また流体潤滑における共通な問題点である

(i) 表面の幾何学的精度 (表面あうさ, うねり, 平坦度など)

(ii) 弾性変形

(iii) 温度分布と熱変形

(iv) 発熱

(v) レイノルズ方程式の適用限界

(a) 最小油膜厚さ, 混合潤滑

(b) 最大油膜厚さ

(c) 入口助走

(d) 高周波 (流体慣性項, 圧縮性の影響)

(e) cavitation

といった問題が残されているので、これらについても研究を行なつて、直線運動形静圧案内面の動的挙動を更に詳細に解明する予定である。

また、本研究で行な，た一般解析法は他の軸受形式、例えばジャーナル、円形平面スラスト、円錐、球面などの静圧軸受に適用でき、またさらに静圧軸受のみならず動圧軸受を含めた液体の流体潤滑問題一般の解析に拡張が可能であるので、他の軸受形式へ拡張して流体と動流体としたすべり軸受全体に適用できる汎用性のあるC.A.Dの開発を試みたい。

なお、実用化に際して、流体潤滑問題以外の問題として、

(i)高速化の場合、発熱および剛性を考えると低粘度の油を使用するとすまゝと小さくし、高圧で供給する必要があるもので、低粘度の液体が使用できるポンプならびに潤滑剤の開発ならびに高粘度の加工

(ii)供給および排油処理の問題として、配管と油温の制御の問題

(iii)製作上、使用上の問題として、標準化ユニット化、組立ての問題などの問題が残されており、メーカーの今後の活躍に期待したい。

謝 辞

この研究は東京工業大学 益子正巳教授の長年にわたる御指導のもとに行ない、東京工業大学 伊東 謹助教授からも常に御激励と御助言を頂いて完成したものである。

また、本研究を遂行するにあたり、は、当時の卒論学生、長谷川 剛氏、小林 達宜氏(現、東京工業大学大学院生)、笹谷 周二氏(現、東京工業大学大学院生)、見坊 行雄氏(現、東京工業大学大学院生)、井上 智昭氏(現、日立製作所K.K) および現在の卒論学生 中田 裕二氏の熱心な御協力を頂いた。また、本論文の清書は飯野 令子嬢にして頂いた。

ここに記して、厚く御礼の言葉を申し上げます。

付録1. 式(2.3)の誘導および p の解析解

$$R[p] \equiv \frac{\partial}{\partial x} \left(f \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(f \frac{\partial p}{\partial z} \right)$$

と定義する。ただし, $f = f(x, z)$

R の共役微分演算子と R^* とすれば, R は自己共役 (self-conjugate) であるから

$$R[p] \equiv R^*[p] \quad \text{----- (1)}$$

また, R は $g = g(x, z)$ として次の関係がある。

$$gR[p] - pR^*[g] = \text{div} \{ f(g \nabla p - p \nabla g) \} \quad \text{----- (2)}$$

したがって微分演算子 R に対するグリーンの定理は, 区分的にはなめらかな曲線 C で囲まれた領域 D において, 次のようになる。

$$\iint_D (gR[p] - pR[g]) dS = \oint_C f \left(g \frac{\partial p}{\partial n} - p \frac{\partial g}{\partial n} \right) dS \quad \text{----- (3)}$$

ここで方程式

$$\left. \begin{aligned} R[p] &= -g_2 \\ p &= g_1(x, z), \quad (x, z) \in C \end{aligned} \right\} \quad \text{----- (4)}$$

に対するグリーン関数は, 次式を満足する解として定義できる。

$$\left. \begin{aligned} R[G(x, z; \phi, \psi)] &= -\delta(x - \phi)\delta(z - \psi) \\ G(x, z; \phi, \psi) &= 0, \quad (x, z) \in C \end{aligned} \right\} \quad \text{----- (5)}$$

そこで, $p \in$ 式(4)を満足するようにし,

$$g = G(x, z; \phi, \psi)$$

と置いて, 式(3)に代入すれば,

$$\begin{aligned} \iint_D \left\{ -g_2 G(x, z; \phi, \psi) + p \delta(x - \phi) \delta(z - \psi) \right\} dS \\ = -\oint_C f g_1(x, z) \frac{\partial G(x, z; \phi, \psi)}{\partial n} dS \end{aligned}$$

ここで

$$\iint_D p \delta(x - \phi) \delta(z - \psi) dS = p(\phi, \psi)$$

であるから

$$p(\phi, \psi) = -\oint_C f g_1(x, z) \frac{\partial G(x, z; \phi, \psi)}{\partial n} dS + \iint_D g_2 G(x, z; \phi, \psi) dS$$

そこで主変数 $(x, z) = P$ と, 副変数 $(\phi, \psi) = P_0$ と入れ換え, 式

(1)の関係より,

$$G(P, P_0) = G(P_0, P) \quad \text{----- (6)}$$

なる関係と考慮すれば

$$p(P) = -\oint_C f(C) g_1(C) \frac{\partial G(P, P_0)}{\partial n_{P_0}} dS_{P_0} + \iint_D g_2(P_0) G(P, P_0) dS_{P_0} \quad \text{----- (7)}$$

領域 D が閉曲線 C_0 と C_0 の内部に, 互に交わらない閉曲線 $C_i (i=1, \dots, n)$ に囲まれた閉惑ならば

$$\oint_C = \oint_{C_0} + \sum \oint_{C_i} \quad \text{----- (8)}$$

ただし一周積分はすべて正の向き (領域 D を左手にみる方向)

に取る。

ここで

$$g_1(c_0) = 0, \quad g_1(c_i) = p_{ri} \quad (i=1, \dots, n)$$

$$g_2 = a_0 + a_1 x + a_2 z$$

ならば式(6)は、次のようになる。

$$\begin{aligned} p = & - \sum p_{ri} \oint_{c_i} f(c_i) \frac{\partial G(P, P_0)}{\partial n_{P_0}} d\omega_{P_0} \\ & + a_0 \iint_D G(P, P_0) dS_{P_0} + a_1 \iint_D \phi G(P, P_0) dS_{P_0} \\ & + a_2 \iint_D \psi G(P, P_0) dS_{P_0} \quad \text{----- (8)} \end{aligned}$$

よ、て、式(8)の右辺を x, z, μ の無次元 $\bar{x}, \bar{z}, \bar{\mu}$ を用いて書き

直して、 $\bar{p}_i (i=1, \dots, n)$ $\bar{p}_y, \bar{p}_z, \bar{p}_x$ とそれぞれ

$$\bar{p}_i = - \oint_{\bar{c}_i} \bar{f}(\bar{P}_0) \frac{\partial G(\bar{P}, \bar{P}_0)}{\partial \bar{n}_{\bar{P}_0}} d\bar{\omega}_{\bar{P}_0} \quad \text{----- (9)}$$

$$\bar{p}_y = 12 \iint \bar{A}_x G(\bar{P}, \bar{P}_0) d\bar{S}_{\bar{P}_0} \quad \text{----- (10)}$$

$$\bar{p}_z = - \frac{24}{\sigma} \iint \bar{A}_x \bar{\phi} G(\bar{P}, \bar{P}_0) d\bar{S}_{\bar{P}_0} \quad \text{----- (11)}$$

$$\bar{p}_x = - 24 \sigma \iint \bar{A}_x \bar{\psi} G(\bar{P}, \bar{P}_0) d\bar{S}_{\bar{P}_0} \quad \text{----- (12)}$$

とおけば、 $\bar{p}_i (i=1, \dots, n)$ $\bar{p}_y, \bar{p}_z, \bar{p}_x$ はそれぞれ (2.4) ~ (2.7)

の解となり、式(2.3)が得られる。

ただし、 $\bar{P} = (\bar{x}, \bar{z})$, $\bar{P}_0 = (\bar{\phi}, \bar{\psi})$, $\bar{f} = \bar{h}/\bar{\mu}$ である。

付録2 形状係数の相反性の証明

$$\oint_{\bar{C}_{ri}} \bar{f} \left(\frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} d\bar{z} - \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} d\bar{x} \right) = - \oint_{\bar{C}_{ri}} \bar{f} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{n}} d\bar{s}$$

の関係より

$$\lambda_{iy}^* = -\frac{1}{12} \oint_{\bar{C}_{ri}} \bar{f} \left(\frac{\partial \bar{P}_y}{\partial \bar{x}} d\bar{z} - \frac{\partial \bar{P}_y}{\partial \bar{z}} d\bar{x} \right) = \frac{1}{12} \oint_{\bar{C}_{ri}} \bar{f} \frac{\partial \bar{P}_y}{\partial \bar{n}} d\bar{s}$$

上式に付録1の式(10)を代入すれば

$$\lambda_{iy}^* = - \oint_{\bar{C}_{ri}} \bar{f} \frac{\partial}{\partial \bar{n}_{\bar{P}}} \left\{ \iint_{\bar{A}_e} G(\bar{P}, \bar{P}_0) d\bar{S}_{\bar{P}_0} \right\} d\bar{S}_{\bar{P}}$$

ここで式(16)を考慮に入れて主変数 $\bar{P}$ と副変数 $\bar{P}_0$ を入れ換え、主変数 $\bar{P}$ に関する積分と副変数 $\bar{P}_0$ に関する積分の順序を交換すると

$$\lambda_{iy}^* = - \iint_{\bar{A}_e} \left\{ \oint_{\bar{C}_{ri}} \bar{f}(\bar{P}_0) \frac{\partial G(\bar{P}, \bar{P}_0)}{\partial \bar{n}_{\bar{P}_0}} d\bar{S}_{\bar{P}_0} \right\} d\bar{S}_{\bar{P}}$$

式(9)より上式は

$$\lambda_{iy}^* = - \iint_{\bar{A}_e} \bar{P}_i d\bar{S}_{\bar{P}}$$

よって、式(2.22)より

$$\lambda_{iy}^* = \lambda_{yi}^*$$

ゆえに、式(2.15)および式(2.22)より

$$\lambda_{iy} = \lambda_{iy}^* + \bar{A}_{ri} = \lambda_{yi}^* + \bar{A}_{ri} = \lambda_{yi}$$

同様にして

$$\begin{aligned}
\lambda_{iz} &= \lambda_{iz}^* + \{x_i/(L/2)\} \bar{A} r_i = \frac{1}{L/2} \oint \bar{c} r_i \bar{f} \frac{\partial \bar{p}_z}{\partial \bar{n}} d\bar{S} + \{x_i/(L/2)\} \bar{A} r_i \\
&= -\frac{2}{\sigma} \oint \bar{c} r_i \bar{f}(\bar{P}) \frac{\partial}{\partial \bar{n}_{\bar{P}}} \left\{ \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{\phi} G(\bar{P}, \bar{P}_0) d\bar{S}_{\bar{P}_0} \right\} d\bar{S}_{\bar{P}} + \{x_i/(L/2)\} \bar{A} r_i \\
&= \frac{2}{\sigma} \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{x} \left\{ -\oint \bar{c} r_i \bar{f}(\bar{P}_0) \frac{\partial G(\bar{P}, \bar{P}_0)}{\partial \bar{n}_{\bar{P}_0}} d\bar{S}_{\bar{P}_0} \right\} d\bar{S}_{\bar{P}} + \{x_i/(L/2)\} \bar{A} r_i \\
&= \frac{2}{\sigma} \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{x} \bar{P}_i d\bar{S} + \{x_i/(L/2)\} \bar{A} r_i \\
&= \lambda_{zi}^* + \{x_i/(L/2)\} \bar{A} r_i = \lambda_{zi}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\lambda_{ix} &= \lambda_{ix}^* + \{z_i/(B/2)\} \bar{A} r_i = \frac{1}{B/2} \oint \bar{c} r_i \bar{f} \frac{\partial \bar{p}_x}{\partial \bar{n}} d\bar{S} + \{z_i/(B/2)\} \bar{A} r_i \\
&= -2\sigma \oint \bar{c} r_i \bar{f}(\bar{P}) \frac{\partial}{\partial \bar{n}_{\bar{P}}} \left\{ \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{\psi} G(\bar{P}, \bar{P}_0) d\bar{S}_{\bar{P}_0} \right\} d\bar{S}_{\bar{P}} + \{z_i/(B/2)\} \bar{A} r_i \\
&= 2\sigma \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{z} \left\{ -\oint \bar{c} r_i \bar{f}(\bar{P}_0) \frac{\partial G(\bar{P}, \bar{P}_0)}{\partial \bar{n}_{\bar{P}_0}} d\bar{S}_{\bar{P}_0} \right\} d\bar{S}_{\bar{P}} + \{z_i/(B/2)\} \bar{A} r_i \\
&= 2\sigma \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{z} \bar{P}_i d\bar{S} + \{z_i/(B/2)\} \bar{A} r_i \\
&= \lambda_{xi}^* + \{z_i/(B/2)\} \bar{A} r_i = \lambda_{xi}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\lambda_{yz} &= \lambda_{yz}^* = \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{P}_z d\bar{S} \\
&= \iint_{\bar{A}_\ell} \left\{ -\frac{24}{\sigma} \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{\phi} G(\bar{P}, \bar{P}_0) d\bar{S}_{\bar{P}_0} \right\} d\bar{S}_{\bar{P}} \\
&= \frac{2}{\sigma} \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{x} \left\{ -\frac{1}{2} \iint_{\bar{A}_\ell} G(\bar{P}, \bar{P}_0) d\bar{S}_{\bar{P}_0} \right\} d\bar{S}_{\bar{P}} \quad ? \\
&= \frac{2}{\sigma} \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{x} \bar{P}_y d\bar{S} = \lambda_{zy}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\lambda_{yx} &= \lambda_{yx}^* = \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{P}_x d\bar{S} \\
&= \iint_{\bar{A}_\ell} \left\{ -24\sigma \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{\psi} G(\bar{P}, \bar{P}_0) d\bar{S}_{\bar{P}_0} \right\} d\bar{S}_{\bar{P}} \\
&= 2\sigma \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{z} \left\{ -\frac{1}{2} \iint_{\bar{A}_\ell} G(\bar{P}, \bar{P}_0) d\bar{S}_{\bar{P}_0} \right\} d\bar{S}_{\bar{P}} \\
&= 2\sigma \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{z} \bar{P}_y d\bar{S} = \lambda_{xy}
\end{aligned}$$

$$\lambda_{zx} = \lambda_{zx}^* = \frac{2}{\sigma} \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{x} \bar{p}_x d\bar{S}$$

$$= \iint_{\bar{A}_\ell} \left\{ -48 \bar{x} \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{\psi} G(\bar{P}, \bar{P}_0) d\bar{S}_{\bar{P}_0} \right\} d\bar{S}_{\bar{P}}$$

$$= 2\sigma \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{x} \left\{ -\frac{24}{\sigma} \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{\psi} G(\bar{P}, \bar{P}_0) d\bar{S}_{\bar{P}_0} \right\} d\bar{S}_{\bar{P}}$$

$$= 2\sigma \iint_{\bar{A}_\ell} \bar{x} \bar{p}_x d\bar{S} = \lambda_{zx}$$

付録3 式(2.27)の誘導

閉曲線 C で囲まれた $\bar{x}, \bar{z}$ 平面上的領域 $\bar{A}_R$ におけるストークスの定理は,

$$\iint_{\bar{A}_R} \left(\frac{\partial X}{\partial \bar{z}} - \frac{\partial Y}{\partial \bar{x}} \right) d\bar{S} = \oint_C (X d\bar{z} + Y d\bar{x}) d\bar{S}$$

ここで

$$X = \frac{\bar{h}^3}{\mu} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}}, \quad Y = -\frac{\bar{h}^3}{\mu} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}}$$

とおけば, 上式は次のようになる。

$$-\iint_{\bar{A}_R} R[\bar{P}] = \oint_C \frac{\bar{h}^3}{\mu} \left(\frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} d\bar{x} - \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} d\bar{z} \right)$$

上式と1周積分の方向を考えた

$$\oint_C = \oint_{C_0} - \sum_i \oint_{C_i}$$

の関係と式(2.4)~(2.7)および λ_{ij}^* ($i=0, \dots, n, j=1, \dots, m, y, z, x$)

の定義より式(2.27)に示される次の関係が得られる。

$$\sum_i \lambda_{ij}^* = \lambda_{0j}^* \quad (i, j=1, \dots, n)$$

$$\sum_i \lambda_{iy}^* = \lambda_{0y}^* + \bar{A}_R \quad (i=1, \dots, n)$$

$$\sum_i \lambda_{iz}^* = \lambda_{0z}^* \quad (i=1, \dots, n)$$

$$\sum_i \lambda_{ix}^* = \lambda_{0x}^* \quad (i=1, \dots, n)$$

したがって, 式(2.15)で示される λ_{ij} の定義より,

$$\bar{A}_R + \sum_{i=1}^n \bar{A}_{ri} = 1$$

の関係および領域 $\bar{A}_R$ が $\bar{x}, \bar{z}$ 軸に対称であるときの

$$\sum_{i=1}^n x_i \bar{A} r_i = 0$$

の関係より，式(2.27)に示される次の関係が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^n \lambda_{ij} &= \lambda_{0j}^* \quad (j=1, \dots, n, z, x) \\ \sum_{i=1}^n \lambda_{iy} &= 1 - \lambda_{0y}^* \end{aligned} \right\}$$

ただし， $\lambda_{0j}^* = \frac{1}{12} \frac{\hbar^3}{c_0 \mu} \left(\frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} d\bar{x} - \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} d\bar{z} \right)$

単一ポケットの場合，式(3.1)の関係で定義される $\lambda_{ij} (j=1, 2, 3)$ では，

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{11} &= \lambda_{01}^* \\ \lambda_{12} &= 1 - \lambda_{02}^* \\ \lambda_{13} &= \lambda_{03}^* \end{aligned} \right\}$$

また，式(2.25)(2.26)に示される相互性の関係より

$$\lambda_{ij} = \lambda_{ji} \quad (i, j=1, 2, 3)$$

λ_{ij} が厳密解ならば上の関係式が成立することを示すものであるから，この関係式の右辺と左辺の計算値を比較することにより誤差の大きさを間接的にはかることができる。

3.3.1 節の計算では，

$$\frac{\lambda_{0j} - \lambda_{ij}}{\lambda_{ij} + \lambda_{0j}} = 0.01 \sim 0.1$$

であり，ポケット寸法比 b/B が小さく，テーブル縦横比 L/B

が1に近く、また傾き率が大きくなるにしたがって誤差が大きくなっている。なお、図3.2および3.5に示した λ_{II} の計算値は λ_{II} と λ_{0I} の平均値をとった。

参考文献

- (1) Hensen, Fr. "Wer die Ursachen für das Auftreten von Freßverschleiß an Werkzeugmaschinen-Führungsbahnen"
Industrie-Anzeiger Nr.19-5M 1963 S31-36
- (2) 塩崎・中野・福田,
研削盤の弾性変形が製品の形状誤差に及ぼす影響
(第1報 精密研削における形状誤差の解析)
日本機械学会論文集 30巻21号 (昭.39-3) P.368
- (3) 窪田・三井
工作機械すり面の潤滑
日本機械学会誌 66巻538号 (昭.38-11) P.122
- (4) 塩崎・中野
平面研削盤テーブルの浮上りについて (第1報 第2報)
日本機械学会論文集 35巻269号 (昭.44-1) P.225
- (5) Irtenkauf, E. h. J. "Die Gestaltung der Längsführungen bei Werkzeugmaschinen, insbesondere Nobelmaschinen, und ihr Einfluss auf die Genauigkeit." Maschinenmarkt Nr.11-7 Februar 1964 S19-23
- (6) 松崎
直動形 油圧駆動機構におけるスティックスリップ発生限界
日本機械学会論文集 29巻206号 (昭.38-10) P.1615
- (7) 加藤・他3名
工作機械案内面の1/4動特性について (第1報 第2報)
日本機械学会論文集 35巻273号 (昭.44-5) P.1138
- (8) Atscherkan, N. S.
"Werkzeugmaschinen"
- (9) レウケ & オストロフスキー
ジグの変形がすり面の圧力分布と剛性に及ぼす影響
スタンキ・インストルメント誌 9月 1963
(北刊) 訳 マシニスト (1964年8月)

- (10) Thornley, R. H. ~~123~~ "The Effect of Surface Topography upon the Static Stiffness of Machine Tool Joints"
Int.J.M.T.D.R. Vol.5 No.1/2 1965-9 p.57
- (11) Corbach, K. "Die Dynamische Steifigkeit ruhender und beweglicher Verbindungen an Werkzeugmaschinen"
Maschinenmarkt Jg.72 Nr79 1966 S19
- (12) Fuller, D. D. "Hydrostatic lubrication" Mach. Design
Part 1. June 1947 p.110, Part 2, July 1947, p.117
Part 3 Aug. 1947, p.115, Part 4 Sept. 1947, p.127,
Part 5 Oct. 1947 p.188
- (13) Vogelpohl, G. "Das hydrostatische Lager und die Möglichkeiten seiner Anwendung" Konstruktion Neft2
1957 45-51
- (14) Pahlitzsch, G. & Warnecke, H. J. "Über die Eigenschaften aerostatischer Führungen und ihre Anwendbarkeit im Werkzeugmaschinenbau" Werkstattstechnik Neft8
Jahrg 1966 379-389
- (15) Fuller, D. D. "Hydrostatic Lubrication" Machine Design
19-6-9 (1947)
- (16) Loeb, A. M. "The determination of the characteristics of hydrostatic bearings through the use of the electric analogue field plotter" Trans. ASLE, Vol.1, p.217,
1958
- (17) Loeb, A. M., and Rippel, H. C. "Determination of optimum proportions for hydrostatic bearings" Trans. ASLE,
Vol.1, p.241 1958

(18) 和田・高須
静圧あべり案内面の電解槽アナログによる設計
潤滑 13巻 3号 1968 pp.109~116

- (19) Raynor, S., and Charnes, A. "Flow parameters in hydrostatic lubrication for several bearing shapes" Trans. ASME ser.D Jnl.of Basic Eng., Vol.82, p.257, 1960
- (20) Lewis, G. K. "Flow & load parameters of hydrostatic oil bearings for several port shapes" J.M.E.S. Vol.8, p.173, 1966
- (21) Royle, J. K., and Raizada, R. S. "Numeral analysis of effects of tilt, sliding and squeeze action on externally pressurized oil film bearings" 4th Lubr. and Wear Conv. Proc.I.Mech.E. Vol.180, Pt.3K, p.113, 1966
- (22) Howarth, R. B. "Effects of Tilt on the Performance of Hydrostatic Thrust Pads " Proc. I.M.E. Vol.185 1970-71 p.717
- (23) Castelli, V., and Shapiro, W. "Improved method for numerical solution of the general incompressible fluid film lubrication problem" Trans. ASME, ser.F Jnl. of Lub. Tech. Vol.89, p.211, 1967
- (24) Bassani, R. "Rectangular Hydrostatic Bearings" Annals of the C.I.R.P. Vol.XVIV 1971 pp.53-59
- (25) Reddi, M. M. "Finite-Element Solution of the Incompressible Lubrication Problem" Trans. ASME (serF) 91-3 1969-7
- (26) 和田 他 3名
流体潤滑問題に対する有限要素法の適用 (第1報 第2報)
日本機械学会論文集 37巻295号 (昭46-3) p.583
- (27) Raimondi, A. A., and Boyd, J. "An analysis of orifice and capillary compensated hydrostatic journal bearings" ASME-ASLE Lub. Conf. Baltimore Oct. 1954

- (28) Elwell, R. C., and Sternlicht, B.
"Theoretical and experimental analysis of hydrostatic thrust bearings." Trans. ASME. Journal of Basic Eng. ser.D Vol.82, p.505-512 1960
- (29) Malanoski, S. B., and Loeb, A. M. "The effect of the method of compensation on hydrostatic bearing stiffness." Trans. ASME Journal of Basic Eng. Vol.83 ser.D p.179 1961
- (30) Ling, M. "On the optimization of the stiffness of externally pressurized bearings." Trans. ASME ser.D Jnl. of Basic Eng. Vol.84, p.119, 1962
- (31) Carroll, G. R., and Dall, A. H. "Brief discussion of bearing design for machine tools." Paper40, Instn. Mech. Engrs. London, Proc. Conf. Technology of Engrg. Manufacture, 1958, p.511
- (32) Royle, J. K., Howarth, R. B. and Caseley-Hayford, A. L. "Applications of automatic control to pressurized oil film bearings." Proc. I. Mech. E. Vol.176, p.532, 1962
- (33) Mayer, J. E. Jr., and Shaw, M. C. "Characteristics of an externally pressurized bearing having variable external flow restrictors" Trans. ASME jnl. of Basic Eng. Vol.85 Ser.D p.291
- (34) Morsi, S. A. "Tapered spool controller for pressurized oil film bearings." Proc. I. Mech. E. Vol.184 Pt.1 p.21 1969-70
- (35) Mohsin, M. E. "The use of controlled restrictors for compensating hydrostatic bearings." Advances in Machine Tool Design & Research p.429 1962

- (36) Wong, G. S. K. "Interface restrictor hydrostatic bearing." Proc. of 6th Int. M.T.D.R. Conf. held at Man. Univ. p.271, Pergamon, 1965
- (37) Rowe, W. B. "Experience with four types of Grinding Machine spindle." 8th Int. M.T.D.R. Conf. 1967 p.453-476
- (38) 光岡
供給圧補償形自動調整静圧軸受の特性(その1. スラスト軸受について)
日本機械学会講演論文集 No. 700-1 (205番)
- (39) 佐々木 他3名
自動制御静圧軸受に関する研究
日本機械学会論文集 32巻243号 (昭.41-11) p.1746
- (40) Zeleny, J. "Servo-static guideways - A new kind of hydraulically operating guideways for machine tools." Proc. of 10th Int. M.T.D.R. Conf. p.193, Pergamon, 1969
- (41) 金井・富成
流体増幅器を用いた静圧案内面のありき制御
日本機械学会講演論文集 No. 309
- (42) Kearney, G. P. "Master & slave hydrostatic bearing systems for machine tools." Jnl. of Mech. Eng. Science Vol.8 Pt.2, p.152, 1966
- (43) Mohsin, M. E. & Nodgson, B. "A Hydrostatically Lubricated Ram for a Horizontal Milling and Boring Machine." (M.T.D.R.) pp.111-138
- (44) 松島・光岡
静圧支持形切削動力計
日本機械学会講演論文集 No. 700-14 1970

- (45) 松島・光岡
 静圧支持形切削動力計
 (第2報 動力性について)
 日本機械学会講演論文集 No. 720-6 1972
- (46) 森・矢部
 静圧軸受に関する二、三の問題
 日本機械学会論文集 28巻 193号 S37-9(1962) pp.1149
 ~1159
- (47) Kadeem, M. A. E., Salama, E. A. & EL Sayed, H. R.
 "Effect of Pad Geometry, Surface Finish and Hydrodynamic
 Action on the Performance of Sliding Externally
 Pressurized Rectangular Bearing." 9th Int. M.T.D.R.
 Conference Sept. 1968
- (48) Adams, M. L., and Shapiro, W. "Squeeze film characteristics
 in flat hydrostatic bearings with incompressible flow."
 Trans. ASLE Vol.12, p.183, 1969
- (49) Brown, G. M. "The dynamic characteristics of a hydrostatic
 thrust bearing." Int. J. Machine Tool Des. & Res.
 Vol.1, p.157, 1961
- (50) Wilcock, D. F. "Externally pressurized bearings as
 servo-mechanisms I - the simple thrust bearing."
 Trans. ASME ser.F Jnl. of Lub. Tech. Vol.87, p.418
 1967
- (51) Wilcock, D. F., and Bevier, W. E. "Externally
 pressurized bearings - II vibration attenuators."
 Trans. ASME ser.F Jnl. of Lubr. Tech. Vol.90
 p.614, 1968
- (52) Schiefer, H. J. "Report on the calculations for
 dynamically loaded hydrostatic thrust bearings." Parts 1
 and 2, Mashinenabu Technik, Vol.6, No.6, 1966, p.325
 and No.8, 1966 p.439

- (53) Böttcher, R. & Effenberger, W. "Untersuchung des dynamischen Verhaltens hydrostatischer Lager." INDUSTRIE-ANZEIGER 91Jg Nr50 1969
- (54) Hunt, J. B. "Dynamic characteristics of a hydrostatic thrust bearing." 2nd Lubr. and Wear Conv. Proc. I. Mech. E. Vol.178, Pt.3N p.17, 1964
- (55) DeGast, J. G. C. "Dynamic behaviour of double film hydrostatic bearing with variable flow restrictor" ASME Paper No.69 WA/LUB 12.
- (56) 佐々木・森・和田
自動調整 静圧軸受の研究 (静的特性と動的特性)
日本機械学会論文集 30巻 2/7号 (昭39-9) p.1088
- (57) Mohsin, M. E. and Morsi, S. A. "The dynamic stiffness of controlled hydrostatic bearings." ASME Paper 69 Lub./G. 1969
- (58) Opitz, H., Bottcher, R. and Effengerger, W. "Investigation on the dynamic behaviour of hydrostatic spindle bearing systems." Advances in Mach. Tool Des, & Res. p.453, Pergamon, 1969
- (59) 岡田 他 2名
静圧軸受の動特性改善法
日本機械学会講演論文集 No. 730-18 1973-10
- (60) Cowley, A. and Kher, A. K. "The dynamic characteristics of hydrostatically supported spindle bearing system." Advances in Mach. Tool Des. & Res. p.437, Pergamon, 1969
- (61) Yampolskii, Y. & Pirnev, E. V. "Load carrying capacity and stability of four pocket hydrostatic bearings." Energomashinostroenie 1966 (6) 13

- (62) Davies, P. B. "Modes of failure in multirecess hydrostatic journal bearings." Proc. 10th Int. M.T.D.R. Conf. 1969 (Pergamon)
- (63) Davies, P. B. and Leonard, R. "Stability of multirecess hydrostatic journal bearings." J. Mech. Eng. Sci. 1970, V.12, No.2, p.150
- (64) Davies, P. B. "The effects of shaft rotation on the dynamic behaviour of multirecess hydrostatic journal bearings." Proc. 11th Int. M.T.D.R. Conf. 1970 (Pergamon)
- (65) Peeken, H. "Hydrostatische Querlager" Konstruktion Vol.16 p.266 1964
- (66) Hunt, J. B., and Ahmed, K. M. "Load capacity, stiffness and flow characteristics of a hydrostatically lubricated six-pocket journal bearing supporting a rotating spindle" 6th Tribology Conv. Proc. I. Mech. E. Vol.182, p.55, 1967
- (67) Rowe, W. B. and O'Donoghue, J. P. "Design of hydrostatic journal bearings" Mach. & Prod. Eng. Vol.113, p.1284, 1968
- (68) JOURNAL BEARINGS
Davies, P. B. "A general analysis of multi-recess hydrostatic journal bearings." Proc. I. Mech. E. Vol.184, 1969
- (69) Ghigliazza, R., Michelini, R. and Rossi, L. "A design method for externally pressurized journal bearings." Tribology Vol.3, p.168, 1970

- (70) Levit, G. A., and Lur'e, B. G. "Hydrostatic slideways calculations" Mach. & Tooling Vol.34, p.8, 1963
- (71) Rippel, H. C. "Design of hydrostatic bearings." Machine Design Aug. 1 1963 to Dec. 5 1963 Parts 1 to 10
- (72) Koenigsberger, F. "Design Principles of Metal-Cutting Machine Tools" Pergamon Press Ltd. 1964 p.262
- (73) 矢部
 <入門講座 静圧軸受 > 静圧軸受の設計法
 潤滑 17-7 1972 p.448
- (74) Johns, A. "The design of optimum performance hydrostatic bearing systems." Proc. 7th Int. M.T.D.R. Conf. p.259, Pergamon, 1966
- (75) Shapiro, W., Castelli, V. and Heller, S. "Determination of performance characteristics of hydrostatic bearing systems that support a rigid body" Trans. ASLE Vol.9, p.272, 1966
- (76) Shapiro, W. "Computer-Aided Design of Externally Pressurized Bearings" IME 1971
- (77) Decker, O. and Shapiro, W. "Computer aided design of hydrostatic bearings for machine tool applications, part 1, analytical foundations." Proc. 9th Int. Mach. Tool Des. and Res. Conf., Univ. of Birmingham, Pergamon 1968, p.797
 "Part 2, applications." Ibid, p.819
- (78) Betts, C., and Roberts, W. H. "A theoretical and experimental study of a liquid-lubricated hydrostatic journal bearing." Proc. of I. Mech. E. Vol.183, Pt.1, p. 1969

- (79) Coombs, J. A., and Dowson, D. "An experimental investigation of the effects of lubricant inertia in a hydrostatic thrust bearing." 3rd Lubr. and Wear Conv. Proc. I, Mech. E. Vol.179 Pt.3J, p.96, 1965
- (80) Dowson, D. "Inertia effects of hydrostatic thrust bearings." Trans. ASME ser.D Jnl. of Basic Eng. Vol.83, p.227, 1961
- (81) Osterle, J. F. and Hughes, W. F. "Inertia induced cavitation in hydrostatic thrust bearings." Wear Vol.4, p.228, 1961
- (82) Cuenca, R. M. and Raynor, S. "Thermal effects on a cylindrical hydrostatic bearing with central fluid supply" Trans. ASLE Vol.7, p.304, 1964
- (83) Fisher, M. J. "A theoretical determination of some characteristics of a tilted hydrostatic slipper bearing" British Hydromechanics Research Assoc. April, 1962 Report RR. 728
- (84) Hughes, W. F., and Osterle, J. F. "Heat transfer effects in hydrostatic thrust bearing lubrication" Trans. ASME Vol.79, p.1225, 1957
- (85) Kher, A. K., and Cowley, A. "An experimental investigation into the temperature effects in hydrostatic journal bearings." Tribology, Vol.3, p.165, 1970
- (86) Newbery, L. A. "Effects of temperature rise on the flow of a viscous liquid through a concentric annulus with an inner cylinder rotating." J.M.E.S. Vol.6, p.258, 1964

- (87) Giorgi, M. S., Pollini, S. G. & Favareto, M. M.
 "Optimisation of Hydrostatic Slideways Including Structure Elasticity" 13th Int. M.T.D.R. Conf. 1972
- (88) Churin, I. N. "Automatic compensation of manufacturing errors in hydrostatic thrust bearings." I. N. Churin
 Machines and Tooling Vol.40, p.33, 1969
- (89) Levesque, G. N. "Error correcting action of hydrostatic bearings." ASME Paper No.65 - Lub.12
- (90) O'Donoghue, J. P., Rowe, W. B. and Hooke, C. J.
 "Some tolerancing effects in hydrostatic bearings."
 Presented at 11th Int. Machine Tool Des. & Res. Conf.
 Univ. of B'ham, 1970, to be published, Pergamon, 1970
- (91) 小曾戸
 アキシャルプランジャポンプ・モータの間欠給油機構に関する研究
 (第3報 静圧軸受における基礎研究)
 日本機械学会論文集 39巻 3/7号 (昭.48-1) p.231
- (92) 上原・石原
 平面推力すべり軸受の流体潤滑
 (第1報 理論解析)
 日本機械学会講演論文集 No.720-6 1972-10
- (93) Shute, N. A. & Turnbull, D. E.
 "Minimum Power Loss of Hydrostatic Slipper Bearings for Axial Piston Machines." I.M.E. (Lubrication and Wear Convention) 1963
- (94) 田中・石原
 有限要素法による静圧軸受の解法
- (95) Figg, B. "A New Concept in Sheet Metal Forming Lubrication"
 M.T.D.R.

(96) Dean, P. V.

静水圧軸受の適応制御 (1), (2)
機械と工具 4月・5月 1968
(藤 隆・訳)

p.112 & p.109

(97) 正野

理工学のための緩和法入門
朝倉書店

昭.38

(98) 山内

他ス名
電子計算機のための数値計算法 I
培風館

昭.42

(99)

Blackburn, J. F. 他ス名 (川崎他・訳)
油圧駆動とその制御 (上)
裳華房

昭.42

(100) D'Souza, A. F. & Oldenburger, R.

"Dynamic Response of Fluid Lines." Trans. ASME, 86
Ser D-4 Sept. 1956 pp.589-598