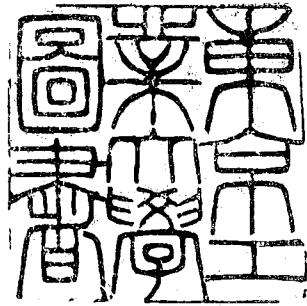


論文 / 著書情報
Article / Book Information

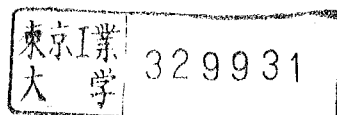
題目(和文)	四方案内弁を用いた油圧サーボ機構の特性, 特にディザの影響に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	中野和夫
Author(English)	
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第69号, 授与年月日:1964年10月28日, 学位の種別:論文博士, 審査員:草間 秀俊
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第69号, Conferred date:1964/10/28, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

四方案内弁を用いた
油圧サーボ機構の特性,
特にディザの影響,
に関する研究



東京工業大学
精密工学研究所

中 野 和 夫



四 方 案 内 弁 を 用 い た

油 圧 サ ー ボ 機 構 の 特 性 特 に デ ィ ザ の 影 響 に 関 す る 研 究

目 次

記 号 表 6

緒 論 10

オ I 編 18

油 圧 サ ー ボ モ ー タ の 周 波 数 特 性 に 関 す る 研 究

オ 1 章 従 来 の 研 究 19

オ 2 章 零 重 合 案 内 弁 サ ー ボ モ ー タ
の 周 波 数 特 性 23

2.1	概 論	23
2.2	負荷圧力—出力流量特性	24
2.3	導管、アークエーサおよび負荷の系	39
2.4	周波数特性	50
2.5	考 察	62
2.6	結 論	71
オ 3 章	負重合案内弁サーボモータの周波数特性	72
3.1	概 論	72
3.2	負荷圧力—出力流量特性	74
3.3	周波数特性	83
3.4	考 察	90
3.5	結 論	93
オ 4 章	零重合案内弁サーボモータの周波数 応答実験	94
4.1	実験装置および方法	94

4.2	諸定数および静特性の実測	97
4.3	実験結果および考察	102
4.4	結 論	105
オ5章	負重合案内弁サーボモータの周波数特性の解析結果の従来の実験による検討	106
5.1	概 論	106
5.2	池辺の実験	107
5.3	池辺の実験結果による検討	109
オ6章	案内弁サーボモータに位置フィードバックをほどこした案内弁サーボ機構	111
6.1	概 論	111
6.2	記述関数を含む閉回路の周波数特性	112
6.3	案内弁サーボ機構の周波数特性	118
6.4	結 論	121
オ7章	結 論	122

オ II 編

123

油圧サーボ機構におけるディザに関する
研究

オ1章 従来の研究

124

オ2章 非線形摩擦のある二次系

127

2.1 概 論

127

2.2 機械力学的モデル系

128

2.3 非線形摩擦の記述関数

132

2.4 $u x_1 = 4e/\pi$ の限界について

135

2.5 結 論

141

オ3章 ディザが案内弁サーボモータの不動
帯に与える影響

143

3.1 概 論

143

3.2 ディザによる負荷圧力の変動と不動帯

146

3.3 ディザによる負荷圧力の変動測定

163

3.4 結 論	167
才4章 結 論	169
結 論	173
付 録	176
謝 辞	214
文 献	217
図, および写真集	

記 号 表

A_a	アクチュエータのピストンの有効断面積
A_c	導管の通路断面積
B_v	案内弁のポート幅
C_o	ばね定数
c	案内弁の制御オリフィスの流量係数
D_o	粘性減衰係数
D_e	片側の導管の抵抗による等価粘性減衰係数
D_l	粘性負荷の粘性減衰係数
D_o	ディザの振幅
d_o	D_o の無次元化量 $= D_o / F$
E	静 摩擦から一定の動摩擦に移行し終る速度
e	E の無次元化量 $= EC / \omega_n F$
F	静 摩擦
$\bar{F}$	F の無次元化量 $= F / p_o A_a$
f_n	非線形摩擦
f	f_n の無次元化量 $= f_n / F$
g	重力加速度
H	速度に無関係な動摩擦

- j : 虚数
 k : ゲイン定数
 k_0 : 案内弁定数 $= cB_v \sqrt{2g} / \sqrt{\gamma}$
 K : 作動油の体積弾性係数
 L_a : シリンダの有効長の半分 ($L_a = V_a / A_a$)
 L_c : 片側の導管の長さ
 M_e : 片側の導管内の油の等価質量
 M_l : 負荷およびピストンなどの質量
 M_o : 質量
 P_o : 供給圧力
 P_l : 負荷圧力
 P_n : ⑦ 点の圧力
 P_n' : $P_n - (P_o / 2)$
 q_n : ⑦ 点の体積流量

以上の P_n' と q_n に $-$ を付した $\overline{P_n'}$, $\overline{q_n}$ は
 無次元化量を, 大文字はラプラス変換された
 ものを, また添字の a_n , b_n はそれぞれ
 フーリエ展開の n 次高調波の $\cos$ 成分,
 $\sin$ 成分の振幅を示す

q_i : 給油ポートから案内弁への流入流量

q_d : もどりポートから大気への流出流量

q_e : 内部漏れ流量

r_a : アクチュエータのシリンダの単位長さ当りの
流れの抵抗

r_c : 導管の単位長さ当りの流れの抵抗

R_e : 内部漏れ路の抵抗

s : ラプラス変換のパラメータ

t : 時間

u : 無次元周波数 $= \omega / \omega_n$

V : V_a と V_c の和

V_a : アクチュエータ内の油の全体積の半分

V_c : 片側の導管内の油の体積

v : 入力信号

x : スプール変位

$\bar{x}$: x の無次元化量 $= x / x_1$

$\bar{x}_{an}$, $\bar{x}_{bn}$: $\bar{x}$ のフーリエ展開の n 次高調波の
 $\cos$ 成分 (前者) , $\sin$ 成分
(後者) の振幅

- X_0 : 入力振幅
 X_1 : x の基本波の振幅
 y : アクチュエータのピストン変位
 Y_0 : 出力変位の基本波の振幅
 γ : 作動油の単位体積当りの重量
 Δu : 案内弁の負重合量
 ζ : 減衰比
 ζ_{ne} : 非線形摩擦による等価減衰比
 μ : H/F
 $\bar{\varepsilon}$: $\bar{\varepsilon} (= X/X_1)$ の平均値
 τ : 無次元化された時間 $= \omega_n t$
 χ : x の無次元化量 $= Cx/F$
 ω : 角周波数
 ω_n : 非減衰固有角周波数

緒論

最近の科学、技術の発達にともない油圧サーボ機構の性能の高速化が強く要望されるようになって来た。一方、最近の案内弁の加工技術の進歩、電気油圧サーボ弁の開発などによりバンド幅が数百 $C \cdot P \cdot S$ におよぶ高速油圧あるいは電気油圧サーボ機構が漸次実用の段階に達しつつある。

しかるに油圧サーボ機構の中で最も重要な役割をはたす四方案内弁サーボモータの周波数特性、特に高周波領域の特性はまだ明らかにされている所が少ない。

すなわち案内弁サーボモータの周波数特性に関しては従来いくつかの研究が発表されているが理論的な面では軽負荷の場合を扱ったもの、重負荷の場合は比較的低周波領域の特性を扱ったものが多く、また実験的な面においては技術的な困難さのため高周波領域の周波数特性の実測はほとんど行われていなかったというのが実状

である。

したがって、案内弁サーボモータの高周波領域の特性と深い関連をもつディザがサーボモータの不感帯に与える影響などについてもまだ明らかにされていることが少ない。周知のようにディザは例えば案内弁サーボモータの静特性改善を目的として通常の信号に高周波の微小信号を重ね合わせることで、これについての原理は古くから知られており、計測器や指示器の不感帯を除去するために小さなショックをそれらに与えるのと類似であるがディザではこのショックを連続かつ周期的に与える点のみが異なるだけである。

しかし上述のようにサーボモータの高周波特性が不明確である現状では実際に案内弁に与えるべきディザの周波数や大きさなどの基準については、合理的な基礎がないのは当然である。

したがってサーボモータの設計、サーボ機構の

シンセシスおよび適当なディザの選定には従来の経験的手法の域を脱した、より合理的な手法の確立の重要性が増大してきた。

本研究は以上の諸点に着目し周波数応答法によるシンセシスの観点から案内弁サーボモータの周波数特性を適確かつ簡単にはあくし油圧サーボ機構の適切なシンセシスを可能にすると共に合理的なディザの選定基準を与えることを目的としたものである。

この論文は緒論のほか本文二編、結論および付録からなっている。本文二編の内第I編は油圧サーボモータの周波数特性に関する研究であり、第II編は油圧サーボ機構におけるディザに関する研究である。

第I編は7章よりなる。

まず第1章では従来発表された研究を系統的に整理し、綿密に検討し、本研究の立場を明らかにし

ている。

才2章では零重合の案内弁を用いた油圧サーボモータの周波数特性を記述関数の形で解析的に求めている。その結果従来あいまいであった案内弁サーボモータの周波数特性を適格かつ簡単にはあくすることを可能にしている。特にそのゲイン特性と位相特性の関係が案内弁部の非線形性にもとづく著しい特徴を示し、それが通常の最小位相推移系においては見られぬ面を有していることを明らかにし、従来零重合案内弁サーボモータの記述関数として与えられていた最小位相推移系の周波数特性の形のものでないことを指摘している。

才3章では、才2章と同様な手法により負重合案内弁を用いた油圧サーボモータの記述関数を解析的に求めている。その結果負重合量の増加が零重合案内弁サーボモータの場合の周波数特性のゲイン特性と位相特性との関係の特徴を弱

めることを明らかにしている。

オ4章では、零重合案内弁サーボモータの周波数応答実験について述べている。その周波数応答実験結果とオ2章の解析結果との比較をおこない両者が一致することを確認得ている。

オ5章では、負重合案内弁サーボモータの周波数応答についての池辺の実験結果と、オ3章の解析結果との比較をおこない、オ3章における解析が満足な結果を与えることを確認得ている。

オ6章では、案内弁サーボモータに位置の直結フィードバックをかけたときの、非線形と考えられる案内弁サーボ機構の周波数特性を例をあげて

逆ニコルス線図の方法により求めている。

オ7章でオI編の結論をまとめている。

オII編は4章よりなる。

オI章では、従来発表された研究の結果を検討し、そこで提案されているディザの選定基準の不合理さを指摘している。

オ2章では、案内弁を質量一ばね系でモデル化して考え、そこに非線形摩擦が存在する場合のディザに対する系の応答を記述関数の手法を用いて近似的に求め、ディザが系の特性に与える影響を明らかにしている。その結果、ヒステリシスの等価的な除去、摩擦の軽減の面からのディザの選定条件を求め得ている。

オ3章では、ディザによる案内弁スプールの微小振動が案内弁サーボモータの不動帯に与える影響を明らかにしている。すなわち従来不動帯はあり得ないと考えられていた零重合案内弁サーボモータにおいてもディザによる微小振動が不适当であれば、不動帯が生じ得ることを指摘し、この面からの適当なディザの選定条件を求め得ている。

オ4章では、オ2章およびオ3章で得られる結果をもとにディザの選定規準について統括的に論じている。

最後の全体の結論のの所では本論文の成果を要約し将来の問題点を指摘している。

付録では本文中の一部の式の詳細な誘導や証明などを示している。

才 I 編

油 圧 サ ー ボ モ ー タ の
周 波 数 特 性 に 関 す る
研 究

第一章 従来の研究

四方案弁を用いた油圧サーボモータについては古くから多くの研究者によっていろいろ発表されているが、ここではサーボモータの動特性、特に周波数特性についての研究のみに触れることにする。

これらの研究はだに述べるような案内弁の非線形特性をいかに取り扱うかによってそれぞれ特色づけられる。

案内弁は制御オリフィスを通る油の流量がオリフィス前後の圧力の平方根に比例する特性をもっている。

J. F. Blackburn¹⁾ は四方案弁についての負荷圧力と出力流量との非線形静特性をいろいろな条件のもとで求めそれを明らかにした。

J. L. Shearer²⁾ は案内弁の負荷圧力-出力流量特性 $\bar{q}_1 = \bar{x} \sqrt{1 - \text{sgn}(\bar{x}) \bar{p}_e}$ を動作点附近で各変数の微少量について $\Delta \bar{q}_1 = \frac{\partial \bar{q}_1}{\partial \bar{x}} \Delta \bar{x} + \frac{\partial \bar{q}_1}{\partial \bar{p}_e} \Delta \bar{p}_e$ のように展開することによりその線形化を行ない、サーボモータの過渡応答を求めた。それゆえ大きな入力信号（スプール変位）が与えられた場合は、係数 $\partial \bar{q}_1 / \partial \bar{x}$, $\partial \bar{q}_1 / \partial \bar{p}_e$ はもはや一定ではあり得なく上記線形化が不適当になる。

また S. Y. Lee³⁾ も Shearer と同様な線形化を行って流量フィードバックのあるサーボ弁についての論文を発表しているが、その論文の討論の個所で、V. A. Kholov⁴⁾ により上記線形化が不適当であることが指摘されている。これに対する討論として Shearer は「入力の微小変化については十分であるが大きな入力を与えられたときにはこの線形化が適当でないことを認める。しかしこれについて厳密に解析することは困難である」と述べている。

E. I. Reeves⁴⁾ は、案内弁の記述関数を負荷圧力 P_L の振幅と位相をパラメータにして求めたが案内弁サーボモータの周波数特性が *explicitly* に求められていない、そのためある任意の一定の入力振幅（スプールの変位の振幅）に対する記述関数を求める手順が非常に煩雑になり油圧サーボ機構のシンセシスには不便である。

J. Zaborsky⁵⁾ と H. J. Harrington⁵⁾ も Reeves と同様にして案内弁の記述関数を求めフィードバックをほどにしたときの油圧サーボ機構の発振の条件を求めているが、これについても Reeves の場合と同

じことがいえる。

我が国においては池辺⁶⁾⁷⁾が案内弁サーボモータの周波数特性についての一連の研究を発表したが主に低周波領域の周波数特性につき案内弁の重合量がそれに与える影響を論じ特に弁とアクチュエータ間の導管内の油の慣性がその特性に大いに影響を与えることを指摘した。また油の圧縮性が大きくサーボモータの特性を支配するような高周波領域については導管とアクチュエータの部分の解析的取り扱いが不十分であり、油の圧縮性の影響を受け始める限界を求めた程度にとどまっている。また求めるべき案内弁サーボモータの記述関数の近似度を高めるために、解析の取り扱い方が複雑になり、結局得られた記述関数は簡単な形で表現されてないというらみがある。以上の諸点により近年の高速化を要求される油圧サーボ機構のシンセシスには適当でないと思われる。

沢村、花房⁸⁾らは油圧サーボ機構に関する一連の研究の中で特に任意入力に対する油圧サーボモータの応答の近似解法を発表している。たとえば入力が正弦波の場合はこれを適当な台形波で近似してその応答を求め数値計算の結果を与えている。その結果を(積分+一次おくれ)

要素で等価的に置換してその周波数特性を表現することを提案しているが後述の筆者の研究からも明らかなようにそのゲイン特性と位相特性の特徴のために（積分＋一次おくれ）要素で置換するという提案が無理であることも沢村、花房らも認めている。

また沢村、花房らの取り扱っている領域は油の圧縮性を無視し得るような領域のみに限られている。

富成⁹⁾は案内弁とアクチュエータとの間の導管が長い場合それを分布定数系として取扱い管路の周波数特性を求め、案内弁サーボモータの周波数特性を求めているが案内弁として負重合のある案内弁を考え特に入力振幅がその負重合量内にとどまる線形領域内についてのみしか解析していないので一般的とはいえない。

大島、荒木¹⁰⁾は油圧トルク増幅器の試作研究を発表している。その論文で零重合の案内弁の圧力・流量特性を動作点の近傍での変数の微少変化について展開し二次以上の微少量を省略するという線形化を行っている。

以上の他にも未だ案内弁サーボモータの周波数特性に関連のある研究が発表されているがいずれも上述の諸研究のいずれかに類似のものであるから省略する。

第2章 零重合案内弁サーボモータの 周波数特性

2.1 概 論

本章では零重合案内弁と直動形のアクチュエータとの組み合わせであるサーボモータの周波数特性を解析的に求め、入力信号として案内弁のスプールの変位、出力信号としてアクチュエータのピストンの変位の形でそれを与えた。

すなわち案内弁の負荷圧力-出力流量特性をスプール変位をパラメータとした直線群で近似しスプールを正弦波状に動かした時のフーリエ級数で表わされた負荷圧力と出力流量との基本波の関係を求めこれと、別に求めた導管、アクチュエータおよび負荷の系の運動方程式とからサーボモータの記述関数を求めた。

上記記述関数はいろいろの種類の負荷、油の圧縮性の変化、入力信号の周波数範囲などの条件に対して求められる。

2・2 負荷圧カー出力流量特性

本節では、零重合案内弁についてのみ取り扱う。

こゝで零重合案内弁とは Fig. 2.1(a) のように、スプール (Spool) が弁の中立点にあるときのみ給油ポート (Supply Port) と、もどりポート (Return Port) が完全に閉鎖され、中立点以外にスプールがくるとき、それぞれのポートが確実に開くような四方弁 (Four-Way Valve) を意味する。もちろんスプールのランド (図で直径の大きい部分) とスリーブ (Sleeve) との間隙は無視できる程度に少なくそこからの油の漏れは無いものとする。この種のことを一名“理想形案内弁”ともいう。ついでに Fig. 2.1(b) のようにスプールが中立点にあっても各ポートは完全に閉鎖されずある間隙 (負重合量) をもつものを負重合 (Under-lap) の案内弁と呼び、また Fig. 2.1(c) のようにスプールが中立点の近傍

のある範囲内にある間は常に各ポートが完全に閉鎖されているものを正重合 (Over-lap) の果内弁と呼ぶ。

2. 2. 1 静 特 性

Fig 2.2 に案内弁と負荷ポート (Load Port) 間の導管 (Conduit) との略図を示す。

x はスプールの中立点からの変位で矢印の向きを正にとる。 P_s を供給圧力, P_1, P_4 を負荷ポートの①, ④における圧力, q_1, q_4 を①, ④における体積流量 (矢印の向きの流れを正にとる), k_o を案内弁定数, B_v をポート幅, C を流量係数, γ を油の比重量, g を重力加速度とするとつぎの仮定の下に定常状態では (2.1) 式が成立する。

すなわち

i) 弁の工作は理想的で弁は零重合であり外部への油漏れはない。

ii) $|x|$ が小さいある範囲内では流量係数 C は変わらずほぼ一定である。

iii) 油の圧縮率は非常に小さい, したがって γ の変化はわずかであり $k_o = C B_v \sqrt{\frac{2g}{\gamma}}$ は変化せず一定であると考えられる。

iv)、もどりポートの圧力は、大気圧に等しく、

P_0 は常に一定である。

以上の仮定の下に下記の関係が得られる。

$0 \leq P_1 \leq P_0$ $0 \leq P_4 \leq P_0$ の範囲で

$x > 0$ のとき

$$q_1 = k_0 x \sqrt{P_0 - P_1}$$

$$q_4 = k_0 x \sqrt{P_4}$$

$x < 0$ のとき

$$q_1 = k_0 x \sqrt{P_1}$$

$$q_4 = k_0 x \sqrt{P_0 - P_4}$$

(2.1)

ただし、 k_0 は案内弁と油の比重量によって定

まる定数で、 $k_0 = C B_v \sqrt{\frac{2g}{\rho}}$ で与えられる。

一方、系の構造が対称であるとする付録3に示すように

$$q_1 = q_4 \quad (2.2)$$

(2.1), (2.2) 式より $P_1 + P_4 = P_0$

$0 < P_1 \leq P_0$ すなわち $|P_1 - P_4| = |P_1| < P_0$ のとき

$$q_1 = \frac{k_0}{\sqrt{2}} x \sqrt{P_0 - \text{sgn}(x) \cdot P_1} \quad (2.3)$$

ここで $p_l = p_1 - p_4$ で負荷圧力と呼ばれ

$$\begin{aligned} \text{sgn}(x) &= 1 & \text{-----} & x > 0 \\ &= 0 & \text{-----} & x = 0 \\ &= -1 & \text{-----} & x < 0 \end{aligned}$$

なる関数とする。

この場合の四方案内弁の出力流量 q をつぎのよう

に定義する。すなわち $q = q_1 = q_4 = \frac{k_0}{\sqrt{2}} x \sqrt{p_s - \text{sgn}(x) \cdot p_l}$ (2.4)

$p_1 \geq p_s$, $-1 \text{ kg/cm}^2 < p_4 < 0$ の範囲では

$x > 0$ のとき

$$q_1 = -k_0 x \sqrt{p_1 - p_s}$$

で逆流, すなわちアクチュエータのピストンに僅かく外力によって逆に油を給油側に押し込む状態を

指す。このとき q_4 には意味がなくなる。なぜなら

は, ④の圧力 p_4 は真空に近い値となりもはや液体という連続体としては取り扱えないからである。

またさらに, このときの q_4 とアクチュエータのピストン

速度に対応する q_3 と直接の関連は失われ, もっぱ

らアクチュエータの運動に直接寄与するのは圧力が

p_s を越えている負荷ポート①側の圧力 p_1 と流量 q_1 である。

$x < 0$ のとき

$$q_1 = k_0 x \sqrt{p_1} \quad (2.6)$$

q_4 には前と同じ理由で意味がない

$p_4 \geq p_s$, $-1 \text{ kg/cm}^2 < p_1 < 0$ の範囲では

上述の①と④とを入れかえたのとまったく同様で"

$$x > 0 \text{ のとき} \quad q_4 = k_0 x \sqrt{p_4} \quad (2.7)$$

今度は q_1 の意味がなくなる。

$$x < 0 \text{ のとき} \quad q_4 = -k_0 x \sqrt{p_4 - p_s} \quad (2.8)$$

$x > 0$ の場合と同様に q_1 の意味はない。

けっきょく負荷ポートのいずれか一方の側が真空に近い状態(圧力が0と -1 kg/cm^2 の間にある状態)になるときは、それとは反対側(圧力は p_s を越えている)の負荷ポートを流れる流量をもって四方案内弁の出力流量 q と考えるのが妥当であろう。

またこのときの負荷圧力 p_L はつぎのようになる。

すなわち一般に高速油圧サーボ機構に用いられる供給油圧 p_s は高圧であるので近似的に次式が成立つ。

$-1 \text{ kg/cm}^2 < p_4 < 0$ の場合

$$p_1 \geq p_s \gg p_4 \quad (2.9)$$

$$\therefore p_e = p_1 - p_4 \doteq p_1 \quad (2.10)$$

$-1 \text{ kg/cm}^2 < p_1 < 0$ の場合

$$p_4 \geq p_s \gg p_1 \quad (2.11)$$

$$\therefore p_e = p_1 - p_4 \doteq -p_4 \quad (2.12)$$

したがって、これらの場合の四方案内弁の出力流量 q はつき"のようになる。

$p_1 \geq p_s$, $-1 \text{ kg/cm}^2 < p_4 < 0$ の範囲では

$x > 0$ のとき

$$q = -k_0 x \sqrt{p_e - p_s} \quad (2.13)$$

$x < 0$ のとき

$$q = k_0 x \sqrt{p_e} \quad (2.14)$$

$p_4 \geq p_s$, $-1 \text{ kg/cm}^2 < p_1 < 0$ の範囲では

$x > 0$ のとき

$$\phi = k_0 x \sqrt{-p_l} \quad (2.15).$$

$x < 0$ のとき

$$\phi = -k_0 x \sqrt{-p_l - p_s} \quad (2.16)$$

以上得られた結果をつぎのように変数の無次元化をして書きなおしたのが次式である。

$$\text{すなわち } \bar{p}_l = \frac{p_l}{p_s}, \quad \bar{x} = \frac{x}{X_0}, \quad \bar{\phi} = \frac{\sqrt{2} \phi}{k_0 X_0 \sqrt{p_s}}$$

ただし X_0 は後述の入力信号としてのスプールの正弦波状の変位の振幅である。

上記変数を用いると

$$|p_l| < 1$$

$$\bar{\phi} = \bar{x} \sqrt{1 - \text{sgn}(\bar{x}) \bar{p}_l} \quad (2.17)$$

$$p_l > 1$$

$$\bar{x} > 0 \quad \bar{\phi} \doteq -\sqrt{2} \bar{x} \sqrt{\bar{p}_l - 1} \quad (2.18)$$

$$x < 0 \quad \bar{\phi} \doteq \sqrt{2} \bar{x} \sqrt{\bar{p}_l} \quad (2.19)$$

$$\bar{p}_l < -1$$

$$\bar{x} > 0 \quad \bar{\phi} \doteq \sqrt{2} \bar{x} \sqrt{-\bar{p}_l} \quad (2.20)$$

$$x < 0 \quad \bar{\phi} \doteq -\sqrt{2} \bar{x} \sqrt{-\bar{p}_l - 1} \quad (2.21)$$

以上の (2.7) ~ (2.21) 式が零重合案内弁の頁

荷圧力-出力流量特性を無次元の形で表わしたもので、これを $\bar{x}$ をパラメータとして図に示すと、Fig 2.3 のようになる。

図の横軸に負荷圧力 $\bar{p}_L$ を、縦軸に出力流量 $\bar{q}$ をとってある。

図からも明らかなように、この負荷圧力-出力流量特性の特徴は $\bar{x}=0$ のとき必ず $\bar{q}=0$ となり、また $\bar{q}=0$ のときは必ず $|\bar{p}_L|=1$ になる点である。上述のように、零重合案内弁の負荷圧力-出力流量特性は非線形特性をもっている。

これを一般に行なわれている $|\bar{p}_L| \ll 1$ の条件のもとでの $\bar{p}_L=0$ の近傍でのテイラ展開の一次の微小量での線形化を行なうと $|\bar{p}_L|$ が1の附近では、大きな近似の誤差を生ずる。特に入プールを正弦波状に動かしたときは後述のようにその周波数が案内弁の固有周波数附近で $|\bar{p}_L|$ の最大値は1に近くなることを考慮すれば $|\bar{p}_L|$ が1に近い値をとる附近が、サーボモータの周波数特性を支配する重要

な領域であることが明らかであろう、それゆえ上述のような従来の近似ではいかに不適當であるかといえる。

また Reeves らのように、 $\bar{p}$ をパラメータとして (2.17) 式の記述関数を求める方法も以後の取り扱いが煩雑になり好ましくない。

また、2次曲線で近似することも考えられるが、これも同様に得られる結果が簡単であるとは想像し難い。

2.2.2 記述次数

2.2.1 で求めた Fig 2.3 の負荷圧力 — 出力流量特性を縦横両軸との交点，すなわちある $\bar{x}$ に対する $\bar{p}_L = 0$ のときの $\bar{q}$ の値と， $\bar{q} = 0$ のときの $\bar{p}_L$ である $\text{sgn}(\bar{x})$ の値とを結ぶ直線群で近似する池辺の方法を採用する根拠についてまず述べる。一般に Fig 2.3 を近似するのに $\bar{p}_L = 0$ における各曲線の接線とそれらの曲線を近似する方法がよく行なわれている。この場合負荷圧力 — 出力流量特性の近似式はつきのようなになる。

$$\bar{q} = \bar{x} \left(1 - \frac{1}{2} \text{sgn}(\bar{x}) \bar{p}_L \right) \quad (2.22)$$

一方本論文で採用した池辺の式はつきのような与えられている。

$$\bar{q} = \bar{x} (1 - \text{sgn}(\bar{x}) \bar{p}_L) \quad (2.23)$$

そこで $\bar{x}$ および $\bar{p}_L$ が正弦波状にそれぞれ $\sin \omega t$, $\sqrt{\bar{p}_{La1}^2 + \bar{p}_{Lb1}^2} \sin(\omega t + \varphi)$ で変化しているときを考える。いま $|\bar{p}_L| \leq 1$ の範囲について考えるとそのときの真の出力流量 $\bar{q}$ は (2.17) 式で

$$\bar{q} = \bar{x} \sqrt{1 - \operatorname{sgn}(x) \bar{p}_e} \quad (2.17)$$

したがって (2.22), (2.23) 式によるそれぞれの近似の場合の (2.17) 式に対する出力流量の相対誤差^{*}を ε_t , ε_i とすると

接線近似では

$$\varepsilon_t = \frac{1 - \frac{1}{2} \operatorname{sgn}(x) \bar{p}_e}{\sqrt{1 - \operatorname{sgn}(x) \bar{p}_e}} \quad (2.24)$$

池辺の近似では

$$\varepsilon_i = \frac{1 - \operatorname{sgn}(x) \bar{p}_e}{\sqrt{1 - \operatorname{sgn}(x) \bar{p}_e}} \quad (2.25)$$

ε_t と ε_i は、一周期の間で変化するが、その一周期の間の時間平均 ε_{tm} , ε_{im} を考える。

そこで $\bar{p}$ の振幅と位相ずれ、すなわち $\sqrt{\bar{p}_{a1}^2 + \bar{p}_{b1}^2}$ と ψ をパラメータとして ε_{tm} と $-\varepsilon_{im}$ を比較して図に示すと Fig. 2.4, Fig. 2.5, Fig. 2.6, Fig. 2.7

* 出力パワの相対誤差とも等しい、なぜならば

出力パワの式は (2.17) (2.22) (2.23) 式の両辺に $\bar{p}_e$ を乗じたものであるから同じになる。

のようになる。

また $\sqrt{\overline{p_{ea}}^2 + \overline{p_{eb}}^2}$ が 1 より大きい場合 ε_{am} は無限大であり、 ε_{im} は有限な値をとる。

これらの図からわかるように確かに接線近似の方が $\overline{p_e}$ の振幅が小さいときには相対誤差が小さい。

しかし後に述べるように慣性負荷をもった案内昇サーボモータの周波数応答ではかなり広い周波数範囲にわたって $|\overline{p_e}|$ の最大値はほとんど 1 に近く、また近似計算による $\overline{p_e}$ の基本波の振幅は 1 を越える。

これらの諸点を考慮すればはるかに池辺の近似の方が優れているといえる。そこで本論文では池辺の近似を採用する。

そこで (2.22) 式の近似を図に示したのが Fig. 2.8 である。

さて案内昇サーボモータの周波数特性を前提に考え入力信号としてスプールを $x = X_0 \sin \omega t$ とすなわち $\overline{x} = \sin \omega t$ の正弦波状に動かしたときの出力

流量 $\bar{q}$ と負荷圧力 $\bar{p}_l$ のそれぞれの基本波の $\sin$ 成分, $\cos$ 成分の間には付録 1 に示した計算の結果つぎのような関係が成立する。

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}_{a1} &= -\frac{4}{3\pi} \bar{p}_{la1} \\ \bar{q}_{b1} &= 1 - \frac{8}{3\pi} \bar{p}_{lb1} \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

上式が案内弁の記述関数ともいうべきもので負荷圧力と出力流量との基本波の $\cos$, $\sin$ 成分の関係を示している。

さて前に述べたように動作点附近での微少量についてのテイラ展開による案内弁の特性の線形化では負荷圧力-出力流量特性線図が、 α をパラメータとした平行な直線群となり案内弁のコンダリタンスともいうべき、 $\bar{p}_l$ の係数は $\partial \bar{q}_i / \partial \bar{p}_l$ で与えられ、ある動作点については一定な値になる。

その結果、 $\bar{p}_{la1}$ と $\bar{p}_{lb1}$ の係数は相等しくなる。

しかるに (2.26) 式では $\bar{p}_l$ の係数が $\cos$ 成分と、 $\sin$ 成分とで異っている。この点が後で示すように他の近似では表現し得ない案内弁サーボモータ

の周波数特性の特徴の由来するところであることに注目すべきである。

2・3 導管, アクチュエータおよび

負荷の系

2・3・1 導 管

導管として Fig. 2・9 に示すような太さが一様な円管を考える。この円管内の油の流れは半径方向には一様な、一次元流れで油の流速は波動の伝播速度に比べて十分小さいと仮定し、導管の長さ L_c が短い場合を考える。導管入口の圧力を p_{ci} , 体積流量を q_{ci} , 出口のそれらを p_{co} , q_{co} , 管路の通路の通路断面積を A_c , 油の比重量を γ , 油の体積弾性係数を K , 導管の単位長さ当たりの流れの抵抗を r_c , とする。

ただし p_{ci} , p_{co} は $P_0/2$ を圧力の基準にとったものである。

さて導管の出, 入口の圧流量の間には $|p'_{c2}| < P_0/2$, $|p'_{co}| < P_0/2$ の範囲では次式が近似的に成立することが一般に知られている。それについては付録2 参照。

$$\begin{bmatrix} P_{ci}(s) \\ Q_{ci}(s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & Z_{co}(s)\beta(s)L_c \\ \frac{\beta(s)L_c}{Z_{co}(s)} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_{co}(s) \\ Q_{co}(s) \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

ここで $P_{ci}(s), P_{co}(s), Q_{ci}(s), Q_{co}(s)$ は $P_{ci}, P_{co}, q_{ci}, q_{co}$ をラプラス変換したものであり, $\beta(s)$ は伝播定数とも呼ばれるもので

$$\beta(s) = \sqrt{\frac{A_c}{K} s \left(\frac{r}{g A_c} s + r_c \right)}$$

で与えられる。

また $Z_{co}(s)$ は特性インピーダンスとも呼ばれるもので

$$Z_{co}(s) = \sqrt{\frac{r_c + \frac{r}{g A_c} s}{\frac{A_c}{K} s}}$$

で与えられる。

2・3・2 アクチュエータと負荷

アクチュエータとして Fig. 2.10(a) に示すような直動形のピストン・シリンダを用い、ピストンがほぼシリンダの中央附近で作動すると考えるとシリンダの片側については導管と同様に考えられ、シリンダの入口の圧力、流量を P_{ai} , Q_{ai} , ピストンに接しているところの圧力と流量を P_{ao} , Q_{ao} とすると (2.27) と同様に次式が得られる。

$$\begin{bmatrix} P_{ai}' \\ Q_{ai} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & Z_{ao}(s) \beta_a(s) L_a \\ \frac{\beta_a(s) L_a}{Z_{ao}(s)} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_{ao}' \\ Q_{ao} \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

ただし $\beta_a(s)$ は、シリンダの片側の伝播定数で、 $Z_{ao}(s)$ は、シリンダの片側の特性インピーダンスで、次式によって与えられる。

$$\beta_a(s) = \sqrt{\frac{A_a s}{K} \left(r_a + \frac{\gamma s}{g A_a} \right)}$$

$$Z_{ao}(s) = \sqrt{\frac{r_a + \frac{\delta s}{g A_a}}{\frac{A_a \delta}{K}}}$$

A_a はピストンの有効断面積, L_a はシリンダの有効長の半分, r_a はシリンダの単位当りの流れの抵抗である。

さてアクチュエータにはサーボモータである以上必ず何らかの負荷がつくわけであるがこのでは直動形を例にとり Fig. 2.10 に示すように慣性負荷と粘性負荷を考える。ピストンの左側の圧力・流量を p_2^* , q_2 , 右側のそれを p_3^* , q_3 , 負荷の質量を (ピストン等の可動部質量を含む) M_l , 負荷の粘性減衰係数を D_l , ピストンの速度を dy/dt とすると。

$$\text{連続の式} \quad q_2 = q_3 = A_a \cdot dy/dt \quad (2.29)$$

$$\text{運動方程式} \quad A_a (p_2^* - p_3^*) = M_l \frac{d^2 y}{dt^2} + D_l \frac{dy}{dt} \quad (2.30)$$

* ' のついた圧力はすべて $p_0/2$ を基準にとつてある。

の両式が成立し、これをラプラス変換するとつぎのマトリクスが得られる

$$\begin{bmatrix} P_2' \\ Q_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{A\alpha^2} (M_l \Delta + D_l) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_3' \\ Q_3 \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

アクチュエータが回転形のものについても同様に考えられる。ただし回転形モータは有限個の直動形モータの組合せと考えられ一定流量の油がモータに流入してもモータ軸は一定速度で回転せず、その速度はある平均値に微小変動分が重ね合わされたようになるので本研究では微小変動分を無視し平均値についてのみ考えることにする。

モータには漏れがなく、モータ軸の角速度を $d\theta/dt$ 、モータ軸の回転 1 rad 当りの移動容積を D_m 、負荷の慣性モーメント（モータ等の可動部のそれを含む）を J_l 、粘性負荷の粘性減衰係数を B_m とすると、次式が得られる。

$$q_2 = q_3 = D_m \frac{d\theta}{dt} \quad (2.32)$$

$$D_m (P_2' - P_3') = J_l \frac{d^2\theta}{dt^2} + B_m \frac{d\theta}{dt} \quad (2.33)$$

これらをラプラス変換し次式を得る。

$$\begin{bmatrix} P_2' \\ Q_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{D_m} (J_l s + B_m) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_3' \\ Q_3 \end{bmatrix} \quad (2.34)$$

(2.31) 式と (2.34) 式を比較すれば明らかのように、直動形について考えておけば、回転形については A_a の代りに D_m を, M_l の代りに J_l を, D_l の代りに B_m を代入すれば同じ形の式を用いられるので以後本研究では直動形についてのみ取り扱う。

2・3・3 導管，アクチュエータ

および負荷

Fig.2.11に示すような案内弁サーボモータの導管とアクチュエータと負荷の部分だけについて考えてみる。

(2.27), (2.28)の両式より案内弁負荷ポート①のときの圧力，流量 P_1' , Q_1 とピストン左側のときの圧力，流量 P_2' , Q_2 との間は次式が成立する。

$$\begin{bmatrix} P_1' \\ Q_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & Z_{co}(\omega)\beta_c(\omega)L_c \\ \frac{\beta_c(\omega)L_c}{Z_{co}(\omega)} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & Z_{ao}(\omega)\beta_a(\omega)L_a \\ \frac{\beta_a(\omega)L_a}{Z_{ao}(\omega)} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_2' \\ Q_2 \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

掛算を行なって

$$\begin{bmatrix} P_1' \\ Q_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + \frac{Z_{co}\beta_c\beta_aL_aL_c}{Z_{ao}} & Z_{co}\beta L_c + Z_{ao}\beta_aL_a \\ \frac{\beta_cL_c}{Z_{co}} + \frac{\beta_aL_a}{Z_{ao}} & 1 + \frac{Z_{ao}\beta_c\beta_aL_aL_c}{Z_{co}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_2' \\ Q_2 \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

2・3・1, 2・3・2より $\omega = j\omega$ とおいた

とき

$$\frac{Z_{co}(j\omega)\beta_c(j\omega)\beta_a(j\omega)L_aL_c}{Z_{ao}(j\omega)} = -\frac{A_a}{A_c} \frac{L_aL_c}{C_h^2} \omega^2 + j \frac{9A_a\eta L_aL_c}{8C_h^2} \omega$$

$$\frac{Z_{a0}(j\omega)B_c(j\omega)B_a(j\omega)L_aL_c}{Z_{c0}(j\omega)} = -\frac{A_c}{A_a} \cdot \frac{L_aL_c}{C_h^2} \omega^2 + j \frac{gA_c r_a L_a L_c}{\delta C_h^2} \omega$$

ここで $C_h = \sqrt{\frac{gK}{\delta}}$ は音波の伝播速度で作動油の場合約、 $1.2 \times 10^5 \text{ cm/sec}$ 程度である。

また常識的にいって A_a/A_c は10~30程度以下であるから L_a, L_c が20 cm 以下ではたとえ ω が $2\pi \times 500 \text{ rad/sec}$ 位であっても

$$\frac{A_a}{A_c} \cdot \frac{L_a L_c}{C_h^2} \omega^2 < 1 \times 10^{-3}$$

また r_c は前に述べたように $1 \times 10^{-4} \text{ kg sec cm}^{-1}$ 程度以下のオーダーであり、 A_c は普通 3 cm^2 以下であろうから

$$\frac{gA_c r_c L_a L_c}{\delta C_h^2} \omega < 1 \times 10^{-5}$$

$$\frac{A_c}{A_a} \cdot \frac{L_a L_c}{C_h^2} \omega^2, \quad \frac{gA_c r_a L_a L_c}{\delta C_h^2} \omega \quad \text{についても同}$$

様であり結局これらは1に比べて無視できるといえる。

そこで(2)の式が成立する。

$$\begin{bmatrix} P_1' \\ Q_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & Z_{c0}\beta_c L_c + Z_{a0}\beta_a L_a \\ \frac{\beta_c L_c}{Z_{c0}} + \frac{\beta_a L_a}{Z_{a0}} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_2' \\ Q_2 \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

さらに

$$L_a A_a = V_a, \quad L_c A_c = V_c, \quad V = V_a + V_c$$

$$M_e = \frac{\gamma}{g} \left(\frac{A_a^2}{A_c^2} V_c + V_a \right), \quad D_e = A_a^2 (r_c L_c + r_a L_a)$$

とおくと (2.37) 式はつぎのようになる。

$$\begin{bmatrix} P_1' \\ Q_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{M_e}{A_a^2} \Delta + \frac{D_e}{A_a^2} \\ \frac{V}{K} \Delta & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_2' \\ Q_2 \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

結局、Fig. 2.11の左側の導管とシリンダについて

$$\begin{bmatrix} P' \\ Q_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_2' \\ Q_2 \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

負荷について

$$\begin{bmatrix} P_2' \\ Q_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & E \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_3' \\ Q_3 \end{bmatrix} \quad (2.40)$$

ピストンがシリンダの中央で作動すると仮定すると左右対称になり、右側の導管とシリンダに

ついては③から④へ流れる向きとも8の正の向きとする。

$$\begin{bmatrix} P_3' \\ Q_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D & B \\ C & A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_4' \\ Q_4 \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

(2.39), (2.40), (2.41) 式の従属接続として

$$\begin{bmatrix} P_1' \\ Q_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_4' \\ Q_4 \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

ここで

$$A = AD + BC + ACE$$

$$B = 2AB + A^2E$$

$$C = 2CD + C^2E$$

$$D = AD + BC + ACE$$

Fig. 2.11 に示す案内弁サーボモータの系が対称であれば付録に示すように基本波成分については

$$Q_1(j\omega) - Q_4(j\omega) = 0 \quad (2.43)$$

$$P_1'(j\omega) + P_4'(j\omega) = 0 \quad (2.44)$$

が成立する。

負荷圧力 $P_1' - P_4'$ を P_2 とおけば

$$Q_1 = \frac{1+A}{2B} P_e \quad (2.45)$$

つぎのように無次元化すると

$$\bar{P}_e = \frac{P_e}{P_0}, \quad \bar{Q}_1 = \frac{Q_1 \sqrt{2}}{k_0 \sqrt{P_0} X_0}$$

次式を得る。

$$\bar{Q}_1 = F(j\omega) \bar{P}_e \quad (2.46)$$

こゝで

$$F(j\omega) = \frac{\sqrt{2P_0}}{k_0 X_0} \frac{1+A}{2B} \quad (2.47)$$

また導管の系の中にはエネルギー源も含んでいないので接続マトリクスの元素の間にはつぎの
ii) 関係がある。

$$\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} = 1 \quad (2.48)$$

それゆゑ前と同様にして次式を得る。

$$\bar{Q}_2 = H(j\omega) \bar{P}_e \quad (2.49)$$

こゝで

$$H(j\omega) = \frac{\sqrt{2P_0}}{k_0 X_0} \cdot \frac{1}{2B+AE} \quad (2.50)$$

2・4 周波数特性

2・2 で求めたように $|\bar{p}_2| < 1$ では $q = q_1$ となり

$$\bar{q}_1 = \bar{q}_{1a1} \cos \omega t + \bar{q}_{1b1} \sin \omega t \quad (2.51)$$

$$\bar{p}_2 = \bar{p}_{2a1} \cos \omega t + \bar{p}_{2b1} \sin \omega t \quad (2.52)$$

(2.46), (2.51), (2.52) 式より次式を得る。

$$\bar{q}_{1a1} = \operatorname{Re} F(j\omega) \bar{p}_{2a1} + \operatorname{Im} F(j\omega) \bar{p}_{2b1} \quad (2.53)$$

$$\bar{q}_{1b1} = \operatorname{Re} F(j\omega) \bar{p}_{2b1} - \operatorname{Im} F(j\omega) \bar{p}_{2a1} \quad (2.54)$$

ここで Re は実部を, Im は虚部を意味する。

結局 Fig. 2.11 の案内弁サーボモータの周波数特性

は (2.26), (2.29), (2.49), (2.53), (2.54)

式の連立方程式の解として求める。これをまと

めて書くと次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}_{1a1} &= -\frac{4}{3\pi} \bar{p}_{2a1} \quad , \quad \bar{q}_{1b1} = 1 - \frac{8}{3\pi} \bar{p}_{2b1} \\ \bar{q}_{1a1} &= \operatorname{Re} F(j\omega) \bar{p}_{2a1} + \operatorname{Im} F(j\omega) \bar{p}_{2b1} \\ \bar{q}_{1b1} &= \operatorname{Re} F(j\omega) \bar{p}_{2b1} - \operatorname{Im} F(j\omega) \bar{p}_{2a1} \\ \bar{Q}_2 &= H(j\omega) \bar{P} \quad , \quad q_2 = Aa \frac{dy}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (2.55)$$

$$\text{上式より } \bar{p}_2 = \sqrt{\bar{p}_{2a1}^2 + \bar{p}_{2b1}^2} \sin(\omega t + \psi) \quad (2.56)$$

を得る。

こゝで

$$\sqrt{\bar{P}_{\text{eal}}^2 + \bar{P}_{\text{ebi}}^2} = \frac{\sqrt{F(j\omega)\bar{F}(j\omega) + \frac{8}{3\pi} \text{Re}F(j\omega) + \frac{16}{9\pi^2}}}{F(j\omega)\bar{F}(j\omega) + \frac{4}{\pi} \text{Re}F(j\omega) + \frac{32}{9\pi^2}} \quad (2.57)$$

$$\psi = -\tan^{-1} \frac{\text{Im}F(j\omega)}{\text{Re}F(j\omega) + \frac{4}{3\pi}} \quad (2.58)$$

また

$$\bar{Y} = \frac{k_0 X_0 \sqrt{P_0}}{\sqrt{2} A_a} \cdot \frac{H(j\omega)}{j\omega} \bar{P}_l \quad (2.59)$$

(2.57), (2.58) 式を (2.59) 式に代入して

$\bar{Y}$ を求める。

2・4・1 慣性負荷および粘性摩擦負荷

の場合

負荷として慣性負荷と粘性摩擦負荷を考える。

(2・31), (2・38) 式を (2・47), (2・50) 式に代入すると

$$F(j\omega) = f_0 \cdot \frac{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} + j \frac{2\zeta'}{\omega_n} \omega}{1 + j\omega\tau'} \quad (2・60)$$

$$H(j\omega) = k_0 \frac{1}{1 + j\omega\tau'} \quad (2・61)$$

の2式を得る。

$$\text{ただし } f_0 = k_0 = \frac{\sqrt{2P_0} A a^2}{k_0 X_0 (D_l + 2D_e)}$$

$$\omega_n = Aa \sqrt{\frac{2K}{VM_l}}, \quad \zeta' = \frac{D_l}{2Aa} \sqrt{\frac{V}{2KM_l}}$$

$$\tau' = \frac{M_l + 2M_e}{D_l + 2D_e}$$

したがって入力 $x = X_0 \sin \omega t$ に対する出力を

$$y = Y_0 \sin(\omega t + \theta)$$

とすると

ゲイン Y_0/X_0 は

$$\frac{Y_0}{X_0} = \frac{k_0}{\omega} \cdot \frac{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta'\omega}{\omega_n}\right)^2} + \frac{8\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} + \frac{2\zeta'\omega^2}{\omega_n}\right) + 16(1 + \tau'^2\omega^2)}{3\pi f_0}}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta'\omega}{\omega_n}\right)^2 + \frac{4\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} + \frac{2\zeta'\omega^2}{\omega_n}\right) + 32(1 + \tau'^2\omega^2)}{\pi f_0} + \frac{32(1 + \tau'^2\omega^2)}{9\pi^2 f_0^2}} \quad (2.62)$$

位相ずれ θ は

$$\theta = -\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \tau' \omega + \tan^{-1} \frac{f_0 \left\{ \tau' \omega \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right) - \frac{2\zeta'}{\omega_n} \omega \right\}}{f_0 \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} + \frac{2\zeta'\omega^2}{\omega_n}\right) + \frac{4(1 + \tau'^2\omega^2)}{3\pi}} \quad (2.63)$$

ただし $k = \frac{k_0 \sqrt{P_0}}{\sqrt{2} A a}$

(2.62), (2.63) 式が慣性負荷および粘性摩擦負荷をもった零重合系内弁サーボモータの周波数特性を表わす式である。この得られた結果はやゝ複雑であるが条件によっては簡単になる。

つぎに種々の条件についてそれを求めてみる。

a). $\omega/\omega_n \ll 1$ の場合

$$\frac{Y_0}{X_0} = \frac{k (3\pi \sqrt{2P_0} A a^2)}{(II) \omega} \cdot \frac{\sqrt{1 + \frac{\{4k_0 X_0 (Ml + 2Me) \omega\}^2}{(I)^2}}}{1 + \frac{\{\sqrt{24} k_0 X_0 (Ml + 2Me) \omega\}^2}{(I)(II)}} \quad (2.64)$$

$$\theta = -\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{4k_0 X_0 (M_l + 2M_e) \omega}{(I)} \quad (2.65)$$

$$\therefore \text{で} \quad (I) = 3\pi\sqrt{2P_0} A_0^2 + 4k_0 X_0 (D_l + 2D_e)$$

$$(II) = 3\pi\sqrt{2P_0} A_0^2 + 8k_0 X_0 (D_l + 2D_e)$$

b). $\omega / \omega_n \ll 1$ であつた D_l , D_e が省略できる場合。

$$\frac{Y_0}{X_0} = \frac{k}{\omega} \cdot \frac{\sqrt{1 + (Tw)^2}}{1 + (\sqrt{2}Tw)^2} \quad (2.66)$$

$$\theta = -\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} Tw \quad (2.67)$$

ただし

$$T = \frac{4k_0 X_0 (M_l + 2M_e)}{3\pi\sqrt{2P_0} A_0^2}$$

こゝで位相ずれが積分要素の位相ずれと1次おくれ要素のそれとの和であるのに対しゲイン特性の方がそれのゲイン特性とは異っている点に注目すべきである。

c). D_l , D_e が省略できる場合

$$\frac{Y_0}{X_0} = \frac{k}{\omega} \cdot \frac{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta\omega}{\omega_n}\right)^2}}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\sqrt{2}\zeta\omega}{\omega_n}\right)^2} \quad (2.68)$$

$$\theta = -\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{\frac{2\zeta\omega}{\omega_n}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}} \quad (2.69)$$

ただし

$$\zeta = \frac{2k_0 X_0 (M_l + 2M_e)}{3\pi A a} \cdot \sqrt{\frac{K}{V M_l P_s}}$$

$$\omega_n = A a \sqrt{\frac{2K}{V M_l}}$$

こゝでも b) と同様に位相ずれとゲインとの関係が線形要素のそれと異なる点に注意すべきである。

以上得られた結果から b) の場合について (2.66) (2.67) 式をボード線図に示したのが Fig. 2.12 の実線であり、c) の場合について (2.68), (2.69) 式の一例をボード線図に示したのが Fig. 2.13 の実線である。案内弁サーボモータは無負荷では積分要素と考えられるが負荷がつくと上述のようにそれからずれたものになる。

また図中の破線は、(2.67) 式または (2.69) 式と同一の位相ずれをもった「積分+1次おくれ」または「積分+2次系」のゲイン特性である。

つぎに、油圧サーボモータの周波数特性の積分特性からのずれを求めると、b), c) の場合、そのずれは次式で与えられる。

b) の場合

$$\frac{Y_o \omega}{X_o k} = \frac{\sqrt{1 + (T\omega)^2}}{1 + (\sqrt{2} T\omega)^2} \quad (2.70)$$

$$\theta + \frac{\pi}{2} = -\tan^{-1} T\omega \quad (2.71)$$

c) の場合

$$\frac{Y_o \omega}{X_o k} = \frac{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta\omega}{\omega_n}\right)^2}}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\sqrt{2}\zeta\omega}{\omega_n}\right)^2} \quad (2.72)$$

$$\theta + \frac{\pi}{2} = -\tan^{-1} \frac{\frac{2\zeta\omega}{\omega_n}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}} \quad (2.73)$$

(2.70), (2.71) 式をボード線図で示したのが Fig. 2.14, (2.72), (2.73) 式を示したのが Fig. 2.15 である。

前と同様、図中の破線は同一の位相ずれをもつ「1次おくれ系」と「2次系」のゲイン特性を示す。つぎに種々の値の ζ について (2.72), (2.73) 式を示したのが Fig. 2.16 である。

2・4・2 慣性負荷と内部漏れのある場合

アクチュエータとして回転形油圧モータが大いに使用されている。この回転形油圧モータは構造上しゅう動部分が多いため油が漏れやすく、これをアクチュエータに使用したとき当然油漏れが案内弁サーボモータの動特性に与える影響について考慮しなければならない。

一般に油漏れは二つに大きく分けられる。

その一つはモータの高圧側から低圧側への漏れ（こゝでは内部漏れと呼ぶ）でピストンモータ、ゲインモータにもあるが歯車モータはおもにこの内部漏れのみと考えられる。

他の一つはモータの内部からケースや大気中への漏れ（こゝでは外部漏れと呼ぶ）である。

こゝでは内部漏れのみについてそれが案内弁サーボモータの周波数特性に与える影響について論じる。

まず内部漏れを Fig.2.171 に示すようにモデル化し

て考える。

内部漏れ流量 q_l が圧力差に比例すると仮定すると

$$q_l = \frac{1}{R_l} (p_2' - p_3') \quad (2.74)$$

ここで R_l は内部漏れ路の抵抗

連続の式より

$$q_2 = q_3 = q_l + A_a \frac{dy}{dt} \quad (2.75)$$

運動方程式より

$$A_a (p_2' - p_3') = \frac{M_l}{A_a} \frac{d^2 y}{dt^2} \quad (2.76)$$

上の2式より

$$Y = \frac{1}{j\omega A_a \left(j \frac{M_l}{R_l A_a} \omega + 1 \right)} Q_3 \quad (2.77)$$

(E がって (2.40) 式中の行列の元素 E けつぎのようになる。

$$E = \frac{M_l}{A_a^2} \frac{j\omega}{j \frac{M_l}{R_l A_a} \omega + 1} \quad (2.78)$$

D_e と D_l を省略できる場合 $F(j\omega)$ と $H(j\omega)$ は次のようになる。

$$F(j\omega) = f_0 \frac{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} + j \frac{2\zeta_l}{\omega_n} \omega}{j\omega(1 + j\omega\tau_l)} \quad (2.79)$$

$$H(j\omega) = h_0 \frac{j \frac{2\zeta_l}{\omega_n} \omega + 1}{j\omega(1 + j\tau_l\omega)} \quad (2.80)$$

→ で

$$f_0 = h_0 = \frac{\sqrt{2P_0} A_a^2}{k_0 X_0 (M_l + 2M_e)}$$

$$\omega_n = A_a \sqrt{\frac{2K}{V M_l}}$$

$$\zeta_l = \frac{1}{2R_l A_a} \sqrt{\frac{2K M_l}{V}}$$

$$\tau_l = \frac{2M_l M_e}{R_l A_a^2 (M_l + 2M_e)}$$

前と同様にして慣性負荷と内部漏れがあり粘性抵抗を省略できる場合のサーボモータの周波数特性はつきのように与えられる。

$$\frac{Y_0}{X_0} = \frac{k}{\omega} \frac{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta_l \omega}{\omega_n}\right)^2} + \frac{8\omega^2}{3\pi f_0} \left\{ \frac{2\zeta_l}{\omega_n} - \tau_l \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right) \right\} + \frac{16\omega^2(1 + \tau_l^2 \omega^2)}{9\pi^2 f_0^2}}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta_l \omega}{\omega_n}\right)^2 + \frac{4\omega^2}{\pi f_0} \left\{ \frac{2\zeta_l}{\omega_n} - \tau_l \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right) \right\} + \frac{32\omega^2(1 + \tau_l^2 \omega^2)}{9\pi^2 f_0^2}}$$

(2.81)

$$\theta = -\pi - \tan^{-1} \zeta_0 \omega + \tan^{-1} \frac{f_0 \left\{ \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} \right)^2 + \frac{2\zeta_1 \zeta_2 \omega^2}{\omega_n} \right\}}{\omega \left[f_0 \left\{ \frac{2\zeta_2}{\omega_n} - \zeta_2 \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} \right) \right\} + \frac{4}{3\pi} (1 + \zeta_1^2 \omega^2) \right]} \quad (2.82)$$

$$\text{ただし } k = \frac{k_0 \sqrt{P_0}}{\sqrt{2} A_0}$$

普通用いられているモータについて、 R_e は非常に大きく上式中のある項は省略できる。

すなわち $(\zeta_2 \omega)^2 \ll 1$, $\omega < 3\omega_n$ の範囲では、

(2.81)・(2.82) 式はつぎのように簡略化される。

$$\frac{Y_0}{X_0} = \frac{k}{\omega} \cdot \frac{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} \right)^2 + \left(\frac{2\zeta_1 \omega}{\omega_n} \right)^2}}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} \right)^2 + \left(\frac{2\zeta_2 \omega}{\omega_n} \right)^2} \quad (2.83)$$

$$\theta = -\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{\left\{ \frac{2\zeta_2}{\omega_n} + \frac{4}{3\pi f_0} - \zeta_2 \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} \right) \right\} \omega}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}} \quad (2.84)$$

そこで

$$\zeta_1 = \sqrt{\zeta_2^2 - \frac{2\omega_n^2 \zeta_2}{3\pi f_0} + \frac{4\zeta_2 \omega_n}{3\pi f_0} + \frac{4\omega_n^2}{9\pi^2 f_0^2}}$$

$$\zeta_2 = \sqrt{\zeta_1^2 - \frac{\omega_n^2 \zeta_1}{\pi f_0} + \frac{2\zeta_1 \omega_n}{\pi f_0} + \frac{8\omega_n^2}{9\pi^2 f_0^2}}$$

当然のことながら $R_L \rightarrow \infty$ で γ_2 / γ_1 は $\sqrt{2}$ となり (2.68), (2.69) 式と一致する。また内部漏れがあると γ_2 / γ_1 は $\sqrt{2}$ より小さくなり前述の位相とゲインの関係の特徴が弱められる傾向になる。

2・5 考 察

2・2で零重合案内弁サーボモータの負荷圧力-出力流量特性Fig.2.3を近似するときには $\bar{p}_1 = 0$, $\bar{p}_2 = 1$, の値が重要であることを強調した。これについては2・4の解析結果および第4章の実験結果からその論拠が妥当であることが裏づけられている。すなわちスプールを $x = x_0 \sin \omega t$ で動かしたときの負荷圧力の変動の基本波の振幅 $\sqrt{\bar{p}_{e1}^2 + \bar{p}_{e2}^2}$ は(2.57)式から求められる。そこでその周波数特性がその大きな一つの特徴を表わす周波数として ω_n および $1/T$ を例にとってみると

$$\omega = \omega_n \text{ のとき } \sqrt{\bar{p}_{e1}^2 + \bar{p}_{e2}^2} = 3\pi/8$$

$$\omega = 1/T \text{ のとき } \sqrt{\bar{p}_{e1}^2 + \bar{p}_{e2}^2} = \sqrt{2}\pi/4$$

となり、そのいずれの場合も $\bar{p}_e$ の振幅は1より大きくなっている。付録4参照。

この結果から零重合案内弁サーボモータの記述関数を求めるときには $\bar{p}_e$ が1に比べて十分小さいとして負荷圧力-出力流量特性を線形化する従来

の方法がいかに不適當であるかと明らかであろう。

さて、2・4 で得られた結果であるが、(2・70) ~ (2・73) 式から明らかのように零重合案内弁サーボモータの周波数特性のゲイン特性と位相特性との関係は注目すべき特色を有している。すなわち (2・71) 式の右辺は普通の一次おくれ要素の位相特性であるがそれに対応するゲイン特性である (2・70) 式の右辺は $-\tan^{-1} T\omega$ の位相ずれをもつ一次おくれ要素のゲイン特性とは異ったものである。

また、(2・73) 式の右辺は2次系の位相ずれと同じであるがそのゲイン特性は2次系のそれとは異ったものになっている。

従来 of 案内弁サーボモータの記述関数は、時定数 T 、または、ダンピング比 ζ が入力振幅の関数である最小位相推移系 (Minimum Phase Shift System) の周波数特性の形^{と同様}、で多くの人によって与えら

れてきた。

たとえば 2・4・1 の b) の場合池辺⁶⁾によりカーボモータの近似の記述関数として次式が与えられている。

$$\frac{\omega Y_0}{k_f X_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + (T_f \omega)^2}} \quad (2.85)$$

$$\theta + \frac{\pi}{2} = -\tan^{-1} T_f \omega \quad (2.86)$$

ただし

$$T_f = \frac{0.31(M_e + 2M_e)}{A_a^2 \sqrt{P_d - \frac{F}{A_a}}} k_0 X_0$$

$$k_f = \frac{k_0}{\sqrt{2} A_a} \sqrt{P_d - \frac{F}{A_a}} \quad F \text{ はクーロン摩擦負荷}$$

この最小位相推移系の形のもゝと本研究によって得られた (2.70) - (2.73) 式の形のもゝとをボード線図上で比較すると Fig. 2.14, Fig. 2.15 のようになる。

すなわちいずれの場合もその位相特性が同じであるとするときそのゲイン特性は最小位相推移系の形の場合は破線で示したようになり、(2.70) - (2.73) 式の形のもゝは実線で示したようになり、

なる。

Fig.2.14でいえば(2.70), (2.71)式による方が最小位相推移系の形のものに比べ位相ずれの割にゲインの低下が大きいといえる。逆にいえばゲインの落ち具合に比べて(2.70), (2.71)式の方が一次および要素より位相ずれが少ない。

またFig.2.15では(2.72), (2.73)式による方がその位相ずれも規定するほどの大きさの割りに、 $\omega = \omega_n$ におけるゲイン特性のピークが低くなっているといえる。

さて後述のようにオ4章の実験結果から本章で得られた(2.70)~(2.73)式による記述関数の近似が良いことが明らかにされているので、従来の最小位相推移系の形による記述関数の近似が悪いことが想像されるよう。

また実際筆者の知る限りでは従来の形による理論値と実験値を比較した場合、どうもゲイン特性の方がよく一致すると位相特性の方が合わ

ず、位相特性の方がよく一致するとゲイン特性の方が合わないといった差があった。その欠点を Fig. 2.14, Fig. 2.15 が端的に示していると言えよう。

一方アクチュエータに内部漏水がある場合は、(2.83)・(2.84) 式からも、また第4章の実験に対する数値例からも明らかなように、ゲイン特性と位相特性との関係の特徴が弱められる。これは物理的に考えれば当然のことであろう。

さてつぎに零重合案内弁サーボモータの周波数特性自体につき 2・3 の点について考察する。

当然のことながら案内弁の負荷圧力-出力流量特性の非線形性のために、サーボモータの周波数特性は入力振幅 X_0 に依存する。

たとえば、2・4・1 の b) の T や c) の ϕ はつぎのように X_0 に比例する。

$$T = \frac{4k_0 X_0 (M_e + 2M_l)}{3\pi\sqrt{2P_0} A a^2} \quad (2.87)$$

$$\xi = \frac{2 k_0 X_0 (M_l + 2 M_e)}{3 \pi A_a} \cdot \sqrt{\frac{K}{V M_e P_0}} \quad (2.88)$$

したがって特に(c)の場合で ω が ω_n のときの

$Y_0 \omega / k X_0$ は(2.72)式よりつぎのようになり、

$$\frac{Y_0 \omega_n}{X_0 k} = \frac{1}{4 \xi} = \frac{3 \pi A_a}{8 k_0 X_0 (M_l + 2 M_e) \sqrt{V M_e P_0 / K}} \quad (2.89)$$

X_0 が零に近づくとその値は無限大に近づく、しかし実際には多少とも油の粘性や負荷の摩擦が存在し $\omega = \omega_n$ で $X_0 \rightarrow 0$ であっても(2.62)

式からわかるように $Y_0 \omega / X_0 k$ は無限大にはならず有限な値をもつ。またそれと同時に案内弁の工作には必ず工作誤差がともない完全な零重合の案内弁はありえず、またスプールとスリーブ、アクチュエータのピストンとシリンダ(特に回転形の場合)などにも必ず間隙があり油の漏れがあるため後述のオ3章および前述の(2.83)

式からわかるように $Y_0 \omega_n / X_0 k$ は $\omega = \omega_n$

$X_0 \rightarrow 0$ であっても有限な値になる。

つぎに案内弁サーボモータのそれぞれの主なパラメータがその周波数特性に与える影響について列挙する。

i) B_v を大きくすると

ゲイン定数長は大きくなる。

T は大きくなりその低周波領域の特性を劣下させる。

ω が大きくなる。

ii) P_v を高くすると

ゲイン定数長は大きくなる。

T は小さくなりその低周波領域の特性が向上する。

ω は小さくなる。

iii) A_a を大きくすると

ゲイン定数長は小さくなる。

ω_n は大きくなる。

T は A_a^2 に反比例して小さくなる。

ω は小さくなる。

iv) A_c を小さくすると

M_e は大きくなり T も大きくする。

ω_n は大きくなる。

概率的に γ_c が大きくなりゲイン定数長は小さくなり、その周波数特性は γ_c により改善されるがまた逆に M_e の増加によって低下される。

v) V_c を大きくすると

ω_n は下がりその周波数特性を劣下させる。

T は小さくなる。

vi) M_l を大きくすると

T は大きくなる。

ω_n は小さくなる。

vii) D_l については γ_c による影響と同様なことがいえる。

viii) R_l が小さくなると

位相とゲインの関係の特徴が弱められ周波数特性が低下する。

ゲイン定数は変らない。

2・6 結 論

解析の結果周波数応答の場合その負荷圧力の絶対値は供給圧力に等しくな

ることがあることを指摘し、従来とられていた負荷圧力の変動が小さいという仮定のもとの線形化が不適当であることが明らかにされた。

また零重合案内弁サーボモータの周波数特性を最小位相推移系の周波数特性^{と同様な}形でその増定数やダンピング比が入力振幅の関数になるような記述関数で表現しようとする方法の無理

が明らかにされ、ゲイン特性と位相特性の関係の特徴をもった案内弁サーボモータの周波数特性を正確に表現できる簡単な記述関数が求められ合理的なサーボモータの設計を容易に行うことができるようになった。

第3章 負重合案内弁サーボモータの

周波数特性

3・1 概 論

四方案内弁の工作は非常に困難である。すなわち特にその重合量が零になるように工作することは事実上不可能に近い、そのゆえにたとえ零重合の案内弁といえども多少か少なかれ正または負の重合量をもっているといえる。重合量が正の場合、Fig. 2.1(c)のように案内弁スプールの変位がその重合量以内であればその油は流れないから、その重合量がただちに案内弁サーボモータの不動帯の幅に等しくなり好ましくない。そこで通常はすくなくとも重合は正にはならず負になるように工作を行う。

そこで負重合をもった案内弁サーボモータの周波数特性を知ることは前章で求めた零重合の場合とどのように重要である。

本章では、前章とどのような手法を用いて、

Fig. 21(b) に示すような対称な負重合のある案内弁サーボモータの周波数特性を記述関数の形で求めた。

3・2 負荷圧力-出力流量特性

本節では負重合案内弁についてのみ、取り扱う。まず仮定として案内弁の各制御オリフィス部の重合量は等しい、すなわち中立点に対して対称な負重合案内弁であると考えらる。

3・2・1 直線近似

Fig. 3.1 に案内弁と負荷ポート間の導管との略図を示す。

負重合量を Δu 、給油ポートからのスプール室の方へ流れ込む流量を q_{i1} 、①のスプール室からもどりポートへ流れる流量を q_{d1} 、どうように②についてはそれぞれ q_{i4} 、 q_{d4} とし他の記号は前章と同一のものを用いる。

また対称負重合以外の仮定もすべて前章と同一である。 x を中立点からの変位とすると

$$|x| < \Delta u, \quad 0 \leq p_1 < p_2, \quad 0 \leq p_4 < p_2$$

$$q_{i1} = k_0 (\Delta u + x) \sqrt{p_2 - p_1} \quad (3.1)$$

$$q_{d1} = k_0 (\Delta u - x) \sqrt{p_1} \quad (3.2)$$

$$q_{i4} = k_0 (\Delta u - x) \sqrt{p_2 - p_4} \quad (3.3)$$

$$q_{d4} = k_0 (\Delta u + x) \sqrt{p_4} \quad (3.4)$$

連続の式

$$q_{i1} - q_{d1} = q_1 \quad (3.5)$$

$$q_{i4} + q_4 = q_{d4} \quad (3.6)$$

(3.1) ~ (3.6) 式より

$$q_1 = k_0 \Delta u \left\{ \sqrt{P_0 - P_1} - \sqrt{P_1} \right\} + k_0 x \left\{ \sqrt{P_0 - P_1} + \sqrt{P_1} \right\} \quad (3.7)$$

$$q_4 = k_0 \Delta u \left\{ -\sqrt{P_0 - P_4} + \sqrt{P_1} \right\} + k_0 x \left\{ \sqrt{P_0 - P_1} + \sqrt{P_1} \right\} \quad (3.8)$$

$P_1' = P_1 - \frac{P_0}{2}$, $P_2' = P_2 - \frac{P_0}{2}$ とし変数を変換する

$$q_1 = k_0 \Delta u \left\{ \sqrt{\frac{P_0}{2} - P_1'} - \sqrt{\frac{P_0}{2} + P_1'} \right\} + k_0 x \left\{ \sqrt{\frac{P_0}{2} - P_1'} + \sqrt{\frac{P_0}{2} + P_1'} \right\} \quad (3.9)$$

$$q_4 = k_0 \Delta u \left\{ -\sqrt{\frac{P_0}{2} - P_4'} + \sqrt{\frac{P_0}{2} + P_1'} \right\} + k_0 x \left\{ \sqrt{\frac{P_0}{2} - P_1'} + \sqrt{\frac{P_0}{2} + P_1'} \right\} \quad (3.10)$$

$|x| > \Delta u$, $0 \leq P_1 < P_0$, $0 \leq P_4 < P_0$ では

前章とまったく同様に

$x > 0$

$$q_1 = k_0 (x + \Delta u) \sqrt{\frac{P_0}{2} - P_1'} \quad (3.11)$$

$$q_4 = k_0 (x + \Delta u) \sqrt{\frac{P_0}{2} + P_4'} \quad (3.12)$$

$$x < 0$$

$$q_1 = k_0 (x - \Delta u) \sqrt{\frac{P_0}{2}} + p_1' \quad (3.13)$$

$$q_4 = k_0 (x - \Delta u) \sqrt{\frac{P_0}{2}} - p_4' \quad (3.14)$$

(3.9) ~ (3.14) 式を前章と同様につぎのよう

に、直線近似をする。

$$|x| < \Delta u$$

$$q_1 = -k_0 \Delta u \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{P_0}} p_1' + k_0 \sqrt{2P_0} x \quad (3.15)$$

$$q_4 = k_0 \Delta u \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{P_0}} p_4' + k_0 \sqrt{2P_0} x \quad (3.16)$$

$$|x| > \Delta u, \quad x > 0$$

$$q_1 = k_0 (x + \Delta u) \frac{\sqrt{P_0}}{\sqrt{2}} - \frac{k_0 (x + \Delta u) \sqrt{2}}{\sqrt{P_0}} p_1' \quad (3.17)$$

$$q_4 = k_0 (x + \Delta u) \sqrt{\frac{P_0}{2}} + \frac{k_0 (x + \Delta u) \sqrt{2}}{\sqrt{P_0}} p_4' \quad (3.18)$$

$$|x| > \Delta u, \quad x < 0$$

$$q_1 = k_0 (x - \Delta u) \sqrt{\frac{P_0}{2}} + k_0 (x - \Delta u) \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{P_0}} p_1' \quad (3.19)$$

$$q_4 = k_0 (x - \Delta u) \sqrt{\frac{P_0}{2}} - k_0 (x - \Delta u) \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{P_0}} p_4' \quad (3.20)$$

前章と同様に系が対称な系であれば次式が成立する。

$$q_1 - q_4 = 0 \quad (3.21)$$

$$p_1' + p_4' = 0 \quad (3.22)$$

$p_1' - p_4'$ を p_l とすると

$$|x| < \Delta u$$

$$q_1 = k_0 \sqrt{2 P_0} x - \frac{k_0 \Delta u \sqrt{2}}{\sqrt{P_0}} p_l \quad (3.23)$$

$$|x| > \Delta u$$

$$q_1 = \frac{k_0 \sqrt{P_0}}{\sqrt{2}} \left\{ x + \operatorname{sgn}(x) \cdot \Delta u \right\} - \frac{k_0 (|x| + \Delta u)}{\sqrt{2 P_0}} p_l \quad (3.24)$$

(3.23), (3.24)式が負重合案内弁の負荷圧力-出力流量特性の近似式である。

前と同じように取り扱いを簡単にするために無次元化して書きなおすとつぎのようになる。

$$\text{ただし} \quad \frac{x}{X_0} = \bar{x} \quad \bar{p}_l = \frac{p_l}{P_0}$$

$$\bar{q}_1 = \frac{\sqrt{2} q_1}{k_0 X_0 \sqrt{P_0}}, \quad \frac{\Delta u}{X_0} = \bar{\Delta u}$$

X_0 は入力振幅。

$$|\bar{x}| \leq \bar{\Delta}_u$$

$$\bar{q}_1 = 2\bar{x} - 2\bar{\Delta}_u\bar{p}_2 \quad (3.25)$$

$$|\bar{x}| \geq \bar{\Delta}_u$$

$$\bar{q}_1 = \{\bar{x} + \text{sgn}(\bar{x})\bar{\Delta}_u\} - (|\bar{x}| + \bar{\Delta}_u)\bar{p}_2 \quad (3.26)$$

当然のことであるが $\bar{\Delta}_u = 0$ ならば前章の (2.16) 式と一致する。(3.25), (3.26) 式の近似による負重合案内弁の負荷圧力-流量特性を Fig. 3.2 に示す。 $\bar{p}_2 = 0$ の無負荷時の出力流量 $\bar{q}_1$ と $\bar{x}$ の関係も Fig. 3.3 に示す。図から明らかなように負重合案内弁の中立点における流量ゲインは零重合のそのの倍になっている。

3 · 2 · 2 記述関数

前章と同様に入力信号としてスプールを、

$x = X_0 \sin \omega t$ すなわち $\bar{x} = \sin \omega t$ の正弦波状に動かしたとすると $\bar{q}_1$ も $\bar{p}_2$ も ω またはその高調波を含んだフーリエ級数で表わされるであろう。

それを (2.17), (2.18) 式と同様に次のようにおく。

$$\bar{q}_1 = \frac{\bar{q}_{1a0}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{q}_{1an} \cos n\omega t + \bar{q}_{1bn} \sin n\omega t) \quad (3.27)$$

$$\bar{p}_2 = \frac{\bar{p}_{2a0}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{p}_{2an} \cos n\omega t + \bar{p}_{2bn} \sin n\omega t) \quad (3.28)$$

いま $X_0 > \Delta u$ すなわち $\Delta u \leq 1$ の場合について考える。

$\bar{x} = \sin \omega t$ を (3.25), (3.26) に代入し、

右辺才2項と右辺才3項の $\bar{p}_2$ の係数とをそれぞれ別のフーリエ展開を求めその高次を省略するとつぎに示すようになる。

$$\bar{q}_1 \doteq b \sin \omega t - (a_0 - a_2 \cos 2\omega t - \dots) \times \bar{p}_e \quad (3.29)$$

$$\text{ただし } b = 1 + \frac{2}{\pi} \theta_1 + \frac{2}{\pi} \bar{\Delta} u \cos \theta_1$$

$$a_0 = \bar{\Delta} u + \frac{2\bar{\Delta} u}{\pi} \theta_1 + \frac{2}{\pi} \cos \theta_1$$

$$a_2 = \frac{4 \cos \theta_1}{3\pi} (1 - \bar{\Delta} u^2)$$

$$\theta_1 = \sin^{-1} \bar{\Delta} u, \quad a_1 = b_1 = b_2 = 0$$

(3.29) 式の中の $\bar{p}_e$ は前章同様系が対称ゆえ基本波および奇数次高調波のを含んだものである。それゆえ(3.28)・(3.29) 式より $\bar{q}_1$ の基本波が下記のようにならされる。

$$\bar{q}_1 = \left\{ b - \left(a_0 + \frac{a_2}{2} \right) \bar{p}_{eb1} \right\} \sin \omega t - \left(-\frac{a_2}{2} + a_0 \right) \bar{p}_{ea1} \cos \omega t \quad (3.30)$$

(2.23) 式のように書きかえろと

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}_{1a1} &= -\left(a_0 - \frac{a_2}{2} \right) \bar{p}_{ea1} \\ \bar{q}_{1b1} &= b - \left(a_0 + \frac{a_2}{2} \right) \bar{p}_{eb1} \end{aligned} \right\} \quad (3.31)$$

上式が負重合案内弁の記述関数というべきもので前章の零重合案内弁の場合の(2.23) 式に相当するものである。

(3.31) 式中の b , $(a_0 - \frac{a_2}{2})$, $(a_0 + \frac{a_2}{2})$ は無次元化真重合量 $\bar{\Delta}_u$ の関数でありそれを示したのがそれぞれ Fig. 3.4, Fig. 3.5, Fig. 3.6 であり、 $\bar{\Delta}_u = 0$ (零重合の場合) で (2.23) 式に一致する。

つぎに $\Delta u > X_0$ の場合は (3.25) 式が示すようにその圧力・流量特性は線形で近似され

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}_{1a1} &= -2 \bar{\Delta}_u \bar{p}_{1a1} \\ \bar{q}_{1b1} &= 2 - 2 \bar{\Delta}_u \bar{p}_{1b1} \end{aligned} \right\} \quad (3.32)$$

で表わされる。

これは、 X_0 が Δu より小さい時、 $\bar{\Delta}_u$ をすべて 1 とおいて (3.31) 式に代入したものと等しい。

それゆえ

$$X_0 < \Delta u \quad \text{の時} \quad \text{常に} \quad \bar{\Delta}_u = 1$$

$$X_0 \geq \Delta u \quad \text{の時} \quad \bar{\Delta}_u = \frac{\Delta u}{X_0}$$

として考えれば以後この章のすべてが上の二つの場合に成立する。

3.3 周波数特性

案内弁と組合せられる導管，アクチュエータ，負荷の系については，2・3 とまったく同一であり (2.53)・(2.54) 式が成立し前節でもとめた (3.31) 式との連立方程式の解として，負重合案内弁サーボモータの記述関数が求まる。

すなわち

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}_{1a1} &= -\left(a_0 - \frac{a_2}{2}\right) \bar{p}_{1a1} \\ \bar{q}_{1b1} &= b - \left(a_0 + \frac{a_2}{2}\right) \bar{p}_{1b1} \\ \bar{q}_{1a1} &= \operatorname{Re} F(j\omega) \bar{p}_{1a1} + \operatorname{Im} F(j\omega) \bar{p}_{1b1} \\ \bar{q}_{1b1} &= \operatorname{Re} F(j\omega) \bar{p}_{1b1} - \operatorname{Im} F(j\omega) \bar{p}_{1a1} \\ \bar{Q}_2 &= H(j\omega) \bar{p}_e \\ \bar{q}_2 &= A_a \frac{dy}{dt} \end{aligned} \right\} (3.33)$$

上式より $\bar{p}_e$ を求めると

$$\bar{p}_e = \sqrt{\bar{p}_{1a1}^2 + \bar{p}_{1b1}^2} \sin(\omega t + \psi) \quad (3.34)$$

こゝで

$$\sqrt{\bar{p}_{1a1}^2 + \bar{p}_{1b1}^2} = \frac{b \sqrt{|F(j\omega)|^2 + (2a_0 - a_2) \operatorname{Re} F(j\omega) + \left(a_0 - \frac{a_2}{2}\right)^2}}{|F(j\omega)|^2 + 2a_0 \operatorname{Re} F(j\omega) + a_0^2 - \left(\frac{a_2}{2}\right)^2} \quad (3.35)$$

$$\psi = -\tan^{-1} \frac{\operatorname{Im} F(j\omega)}{\operatorname{Re} F(j\omega) + Q_0 - \frac{Q_2}{2}} \quad (3.36)$$

また (3.32) 式より

$$\bar{Y} = \frac{k_0 X_0 \sqrt{P_0}}{\sqrt{2} A_a} \frac{H(j\omega)}{j\omega} \bar{p}_l \quad (3.37)$$

上式より負重合案内弁サーボモータの周波数特性が得られる。

そこでその例として慣性負荷，粘性摩擦負荷の場合について考える。

(2.60) 式より

$$|F(j\omega)|^2 = f_0^2 \frac{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta'\omega}{\omega_n}\right)^2}{1 + (\tau'\omega)^2} \quad (3.38)$$

$$\operatorname{Re} F(j\omega) = f_0 \frac{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right) + \left(\frac{2\zeta'\tau'\omega^2}{\omega_n}\right)}{1 + (\tau'\omega)^2} \quad (3.39)$$

$$\operatorname{Im} F(j\omega) = f_0 \frac{\frac{2\zeta'\omega}{\omega_n} - \omega\tau'\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)}{1 + (\tau'\omega)^2} \quad (3.40)$$

(3.37) ~ (3.39) 式を (3.34), (3.35) 式に代入すると

$$\sqrt{\overline{P_{la}}^2 + \overline{P_{lb}}^2} = \frac{b\sqrt{1+(z'w)^2}}{f_0}$$

$$X \sqrt{\frac{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta'\omega}{\omega_n}\right)^2 + \frac{(2a_0 - a_2)}{f_0} \left\{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} + \frac{2\zeta'z'w^2}{\omega_n}\right\} + \left(a_0 - \frac{a_2}{2}\right)^2 \frac{1+(z'w)^2}{f_0^2}}}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta'\omega}{\omega_n}\right)^2 + \frac{2a_0}{f_0} \left\{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} + \frac{2\zeta'z'w^2}{\omega_n}\right\} + \left\{a_0^2 - \left(\frac{a_2}{2}\right)^2\right\} \frac{1+(z'w)^2}{f_0^2}}$$

(3.41)

$$\psi = -\tan^{-1} \frac{\frac{2\zeta'\omega}{\omega_n} - \omega z' \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} + \frac{2\zeta'z'w^2}{\omega_n} + \left(a_0 - \frac{a_2}{2}\right) \frac{1+(z'w)^2}{f_0}}$$

(3.42)

入力 $x = X_0 \sin \omega t$ に対する出力 $y = Y_0 \sin(\omega t + \theta)$

のゲイン $= Y_0 / X_0$ と位相ずれ θ を求めると

(2.77), (3.40), (3.41) 式より

$$\frac{Y_0}{X_0} = \frac{k_u}{\omega} \frac{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta'\omega}{\omega_n}\right)^2 + \frac{(2a_0 - a_2)}{f_0} \left\{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} + \frac{2\zeta'z'w^2}{\omega_n}\right\} + \left(a_0 - \frac{a_2}{2}\right)^2 \frac{1+(z'w)^2}{f_0^2}}}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta'\omega}{\omega_n}\right)^2 + \frac{2a_0}{f_0} \left\{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} + \frac{2\zeta'z'w^2}{\omega_n}\right\} + \left\{a_0^2 - \left(\frac{a_2}{2}\right)^2\right\} \frac{1+(z'w)^2}{f_0^2}}$$

(3.43)

$$\theta = -\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} z'w - \tan^{-1} \frac{\frac{2\zeta'\omega}{\omega_n} - \omega z' \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2} + \frac{2\zeta'z'w^2}{\omega_n} + \left(a_0 - \frac{a_2}{2}\right) \frac{1+(z'w)^2}{f_0}}$$

(3.44)

$$\Rightarrow z' \quad k_u = \frac{k_0 \sqrt{P_0} b}{\sqrt{2} A a}$$

(3.43), (3.44) 式に $\bar{\Delta}u = 0$ すなわち零重合の場合の a_0, a_2, b を代入すれば当然のことであるが (2.62), (2.63) 式に一致する。

得られる結果の (3.43), (3.44) 式は少し複雑であるが条件によってはもっと簡単になるのでそれについて順次示す。

a) $X_0 \geq \Delta u$ の場合

i) $1 \gg \frac{\omega}{\omega_m}, K \rightarrow \infty$

$$\frac{Y_0}{X_0} = \frac{k_u}{\omega} \cdot \frac{f_0}{f_0 + a_0 + \frac{a_2}{2}} \cdot \frac{\sqrt{1 + (T_1 \omega)^2}}{1 + (T_2 \omega)^2} \quad (3.45)$$

$$\theta = -\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} T_1 \omega \quad (3.46)$$

→ τ

$$T_1 = \frac{\tau' (a_0 - \frac{a_2}{2})}{f_0 + (a_0 - \frac{a_2}{2})} \quad (3.47)$$

$$T_2 = \tau' \sqrt{\frac{a_0^2 - (\frac{a_2}{2})^2}{(f_0 + a_0 + \frac{a_2}{2})(f_0 + a_0 - \frac{a_2}{2})}} \quad (3.48)$$

ii) D_e, D_l が省略できるとき。

$$\frac{Y_0}{X_0} = \frac{k_u}{\omega} \frac{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta_1 \omega}{\omega_n}\right)^2}}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta_2 \omega}{\omega_n}\right)^2} \quad (3.49)$$

$$\theta = -\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{\frac{2\zeta_1 \omega}{\omega_n}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}} \quad (3.50)$$

次に

$$\zeta_1 = \frac{2k_u X_0 (M_l + 2M_e) \sqrt{K}}{3\pi A a \sqrt{V M_e P_0}} \left\{ \frac{3\pi}{4} \left(a_0 - \frac{a_2}{2} \right) \right\} \quad (3.51)$$

$$\zeta_2 = \frac{2\sqrt{2} k_u X_0 (M_l + 2M_e) \sqrt{K}}{3\pi A a \sqrt{V M_e P_0}} \left\{ \frac{3\pi}{\sqrt{2} 4} \sqrt{a_0^2 - \left(\frac{a_2}{2}\right)^2} \right\} \quad (3.52)$$

iii) D_e , D_l が省略でき, $\omega/\omega_n \ll 1$, $K \rightarrow \infty$

のとき

$$\frac{Y_0}{X_0} = \frac{k_u}{\omega} \frac{\sqrt{1 + (T_1 \omega)^2}}{1 + (T_2 \omega)^2} \quad (3.53)$$

$$\theta = -\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} T_1 \omega$$

$$T_1 = \frac{4k_u X_0 (M_l + 2M_e)}{3\pi/2 P_0 A a^2} \left\{ \frac{3\pi}{4} \left(a_0 - \frac{a_2}{2} \right) \right\} \quad (3.54)$$

$$T_2 = \frac{4\sqrt{2} k_0 X_0 (M_e + 2M_e)}{3\pi\sqrt{2} P_0 A a^2} \left\{ \frac{3\pi}{\sqrt{2} 4} \sqrt{a_0^2 - \left(\frac{a_0}{2}\right)^2} \right\}$$

(3.55)

b), $X_0 \leq \Delta u$ の場合 X_0 に無関係に $\bar{\Delta u} = 1$ したがって $b = 2$, $a_0 = 2$, $a_2 = 0$ i) $1 \gg \frac{\omega}{\omega_n}$, $K \rightarrow \infty$

$$\frac{Y_0}{X_0} = \frac{2k_0}{\omega} \frac{f_0}{f_0 + 2} \frac{1}{\sqrt{1 + (T_1 \omega)^2}} \quad (3.56)$$

$$\theta = -\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} T_1 \omega \quad (3.57)$$

 f_0 の中の X_0 には Δu を入れる

$$T_1 = \frac{2k_0 \Delta u (M_e + 2M_e)}{\sqrt{2} P_0 A a^2 + 2k_0 \Delta u (D_e + 2D_e)} \quad (3.58)$$

ii), D_e, D_e が省略できるとき

$$\frac{Y_0}{X_0} = \frac{2k_0}{\omega} \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta_1 \omega}{\omega_n}\right)^2}} \quad (3.59)$$

$$\theta = -\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{\frac{2\zeta_1 \omega}{\omega_n}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}} \quad (3.60)$$

$$\zeta_1 = \frac{k_0 \Delta u (M_e + 2M_e) \sqrt{K}}{A a \sqrt{V M_e P_0}} \quad (3.61)$$

III) D_e, D_f が省略でき, $\frac{\omega}{\omega_n} \ll 1, K \rightarrow \infty$

のとき

$$\frac{Y_0}{X_0} = \frac{2k}{\omega} \frac{1}{\sqrt{1 + (T_1 \omega)^2}} \quad (3.62)$$

$$\theta = -\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} T_1 \omega \quad (3.63)$$

$$T_1 = \frac{\sqrt{2} k_0 \Delta u (M_1 + 2M_0)}{\sqrt{P_0} A a^2}$$

$$\tau \geq L \quad k = \frac{k_0 \sqrt{P_0}}{\sqrt{2} A a}$$

3・4 考 察

前節で、得られた k_u , ζ_1 , ζ_2 , T_1 , T_2 , など
は無次元負重合量 $\bar{\Delta}_u$ の関数である。

そこで $k_u/k = b$ と $\bar{\Delta}_u$ の関係を示したのが Fig. 3-4
で $\bar{\Delta}_u$ が大きくなるにつれて k_u は増大すること
がわかる。

D_e , D_e が省略出来るとき、零重合案内弁サーボ
モータでは ζ_2/ζ_1 , T_2/T_1 が $\sqrt{2}$ に等しかった
が、負重合案内弁の場合にはその値は $\bar{\Delta}_u$ と共
に Fig. 3-7, のように変化する。

すなわち $\bar{\Delta}_u = 0$ の場合は、その比が $\sqrt{2}$ であるが
 $\bar{\Delta}_u$ の増加にともない、その比は減少して行き、
 $\bar{\Delta}_u = 1$ で 1 になり線形として扱える。

すなわち前章で指摘した零重合案内弁サーボモ
ータの周波数特性の位相とゲインの関係の特
徴が案内弁の重合によって弱められ、 $\bar{\Delta}_u = 1$ の
ときは最小位相推移系のそれと等しくなる。

さて、前章の (2.83) 式で示したように零重合

の場合は $\omega = \omega_n$ のとき入力振幅 X_0 を小さくしていくとこのゲインが無限大になる。

$$\frac{Y_0 \omega_n}{X_0 k} = \frac{1}{4\zeta} = \frac{3\pi A_a}{8k_0 X_0 (M_l + 2M_e)} \sqrt{\frac{\nabla M_e P_0}{K}} \quad (2.105)$$

これに反し負重合で $X_0 \geq \Delta u$ の場合は $\omega = \omega_n$ で

$$\frac{Y_0 \omega_n}{X_0 k} = \frac{b\zeta_1}{2\zeta_2^2} = \frac{b}{a_0 + \frac{a_2}{2}} \times \frac{A_a}{k_0 X_0 (M_l + 2M_e)} \sqrt{\frac{\nabla M_e P_0}{K}} \quad (3.64)$$

$X_0 \leq \Delta u$ では

$$\frac{Y_0 \omega_n}{X_0 k} = \frac{A_a}{k_0 \Delta u (M_l + 2M_e)} \sqrt{\frac{\nabla M_e P_0}{K}} \quad (3.65)$$

となりこのゲイン($\omega = \omega_n$)は、 X_0 が Δu 内ではある一定値を保つ。そこで X_0 の変化にともなうゲインの変化を零重合と負重合との場合につき示したのが Fig 3.8 である。ただし縦軸には、 $\omega = \omega_n$ のときのゲイン $\frac{Y_0 \omega_n}{X_0 k}$ を横軸には入力振幅 X_0 を、とって比較した。

この図からも明らかなように実際の案内弁に多少とも負重合があればそのためにたとえ入力振

幅を小さくして行っても、 $\omega = \omega_n$ でそのゲインが無限大にはならないことがわかる。

3・5 結 論

負重合案内弁サーボモータの周波数特性を前章と同様な手法により求めることができた。

その結果、零重合の場合の周波数特性のゲインと位相との関係の特徴は案内弁の負重合により弱められることが明らかにされた。

また、実際の案内弁には多少かれ少なかれ多少の負重合がある。そのため、粘性摩擦の項を省略しても $\omega = \omega_n$ のときのゲインがある有限な値にとどまることがあきらかにされた。

結局、前章と本章とにより一般的な案内弁サーボモータの合理的な設計が可能になった。

第4章 零重合案内弁サーボモータの

周波数応答実験

4・1 実験装置および方法

案内弁スプールの駆動には、電気油圧サーボ弁を用い、アクチュエータに直動形のピストンとシリンダを用いた。案内弁サーボモータは積分特性をもっているためわずかのノイズやスプールの正弦波状の変位の中立点のずれがあるとアクチュエータのピストンの変位はそれを積分したものとなりその変位の中心は徐々にずれてしまう。

そこで出力変位であるアクチュエータのピストンの変位の測定を容易にするためにFig 4・1に示すように閉ループを作りサーボモータに定位性を与えた。CR発振器からの正弦波入力もこの閉ループ系に与え、そのときのスプール変位とピストン変位を同じに測定した。

すなわちスプール変位はサーボ弁に特別に組み

入れた抵抗線ひずみゲージによって測定した。

それを Fig. 4.2 に示す。

ピストン変位は Fig. 4.3 に示すような円筒形の電気容量形変換器を作って測定した。そのピストン変位と出力電圧との間の静特性は非常に直線性のよいもので、その一例を Fig. 4.4 に示す。

またその周波数特性は搬送周波数として 2000 Kc/sec のものを使用しているので数百サイクル程度の周波数の現象の測定に対しては問題はない。

以上のようにして得られたスプール変位 x とアクチュエータのピストン変位 y とを同時に陰極線オシロスコープで観測し撮影した。

Fig. 4.5 に使用したサーボ弁の略図を示す。

Fig. 4.6 に導管、アクチュエータおよび負荷の系の略図を示す、すなわち導管はできる限り短かくして集中定数系として扱えるようにした。

慣性負荷は直接ピストン棒に固定し条件によりその質量を変えた、アクチュエータに内部漏れ

を与える場合には、アクチュエータのピストンにその両側を通じさせる細孔をあけ内部漏れ路のモデルを作って行った。漏れ量を変えるにはその孔径を変えた。

Fig. 4.7 に、実験に使用した油圧回路の概略を示す。

Photo 1 に実験装置全体を示す

Photo 2 に油圧ユニットを示す

Photo 3 に増幅器、測定器類を示す

Photo 4 にサーボ弁を示す

Photo 5 にサーボ弁のスプール・ノズルフラップを示す

Photo 6 にアクチュエータ、スプール変位測定器、ピストン変位測定器、圧力測定孔および負荷を示す。

4・2 諸定数および静特性の実測

案内弁サーボモータの各部の定数はつぎに示すとおりである。

ポート幅 $B_v = 0.5 \pi \text{ cm}$

案内弁定数 $k_a = 2.1 \times 10^3 \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \text{ Kg}^{-1/2}$ (実測値)

油の比重量 $\gamma = 0.87 \times 10^3 \text{ Kg cm}^{-3}$ (実測値)

導管通路断面積 $A_c = 0.3^2 \times \pi \text{ cm}^2$

導管の片側の長さ $L_c = 23.4 \text{ cm}$

アクチュエータピストンの有効断面積 $A_a = 5.17 \text{ cm}^2$

アクチュエータの全有効長の $1/2$ $L_a = 2 \text{ cm}$

導管, アクチュエータ内の油の全体積の半分

$$V = 59 \text{ cm}^3$$

導管内の油の等価質量 $M_e = 0.7 \times 10^{-3} \text{ Kg sec}^2 \text{ cm}^{-1}$

片側の導管の抵抗による等価粘性減衰係数 $D_e \doteq 0$

粘性負荷の粘性減衰係数 $D_l \doteq 0$

アクチュエータにある静摩擦力 $< 20 \text{ Kg}$

油の体積弾性係数 $\doteq 1.4 \times 10^4 \text{ Kg cm}^{-2}$ (実測値)

油温 $= 40 \pm 2^\circ \text{C}$

供給圧力 $P_s = 70 \text{ kg cm}^{-2}$

もとり側圧力 $\doteq 0 \text{ kg cm}^{-2}$

4・2・1 案内弁の負荷圧力・出力流量特性 の実測

Fig 4・8 に示すようにサーボ弁のうち案内弁部のみをとり出し二つの負荷ポートの間を導管で接続しその途中に絞り弁を設けて、その負荷圧力を変化させるようにした。

負荷ポートの圧力はそれぞれに設けたブルドン管圧力計によって測定した。

スプールはマイクロメータヘッドによって押されるようになっており、その変位を最小目盛、 $\frac{1}{1000}$ mm のインジケータで読み取った。

出力流量はもとよりポートからの流量をオーバル形の流量計で体積流量を測定して求めた。

ポートの開きエが小さいところは流量の測定がシルティング現象などにより不可能であるから測定を省略した。

得られた負荷圧力・出力流量線図を Fig 4・9 に示す。

4・2・2 案内弁の無負荷時の出力流量の実測

Fig.4・8に示す絞り弁を全開にして負荷圧力がほとんど零の状態のときのもどり流量を測定した。その測定結果を Fig.4・10に示す。

図から明らかかなように使用した案内弁はほぼ零重合の案内弁の特性をもっているといえよう。

この得られた結果より案内弁定数 $k_0 = CB_0 \sqrt{\frac{2g}{\rho}}$ を求めた。

使用した案内弁の k_0 の値は $2.1 \times 10^3 \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \text{ kg}^{-1/2}$

4・2・3 内部漏れの実験

Fig. 4・11に示すように、アクチュエータのピストンを固定し、シリンダの片側に圧油を供給し、他の一方をもどり側として油タンクにもどす。このときのピストン両側の差圧が $p_2 - p_3$ と漏れ路を通る流量を2種類の細孔について、測定したものがFig. 4・12に示す L_1, L_2 である。図からも明らかのようにピストンに設けられた細孔は、二乗抵抗を示しているがこれを最小二乗法によって実験範囲内で誤差が一番小さいような直線で近似した。

そのときの漏れの抵抗 R_l はつぎのような値をもつ。

$$L_1 \text{ では } R_l = 2.22 \text{ Kg cm}^{-5} \text{ sec}$$

$$L_2 \text{ では } R_l = 1.2 \text{ Kg cm}^{-5} \text{ sec}$$

4・3 実験結果および考察

入力振幅 X_0 ，負荷の条件を種々変えて周波数応答を求めた。それをボード線図に示したのが Fig 4・13～Fig 4・18 である。

そのときの実験条件を、Table 1 に示す。

Fig. NO	X_0 (mm)	Ml ($\text{kg} \cdot \text{sec}^2 \cdot \text{cm}^{-1}$)	leakage
4・13	0.04	1.75×10^{-2}	no leakage
4・14	0.06	1.75×10^{-2}	no leakage
4・15	0.04	3.62×10^{-2}	no leakage
4・16	0.04	1.75×10^{-2}	L_1
4・17	0.06	1.75×10^{-2}	L_1
4・18	0.04	1.75×10^{-2}	L_2

Table 1

ボード線図中の○表がゲイン，×表が位相ずれの実験結果である。また実線がゲイン，破線が位相ずれの理論値である。

これらのボード線図から明らかなように理論値と実験値とが比較的よく一致している。

このことはとりもなおさずオ2章で求めた案内弁サーボモータの記述関数の近似が良いことを示していることである。

いま一例として従来とられていた積分+2次系(最小位相推移系)の形で Fig. 4.13 を近似しようとする Fig. 4.19 のようになる。すなわち位相ずれの方が良く合っているとゲインの方が大分ずれてくる。

これから従来のような近似がいかに不適当であるかが理解できよう。

Photo 7 に周波数応答の観測波形の一例を示す。またついでに、 $\omega = \omega_n$ の共振時のアクチュエータのシリンドラの圧力を抵抗線式圧力計にて実測した。

その一例を Photo 8 に示す。多少の実験誤差を考えれば写真から明らかなように圧力 P_2 は 0 から 供給

圧力 70 Kg/cm^2 までの範囲で変化していることが確認された。この事実と付録4で示された理由からも負荷圧力 P_e が小さいとして案内弁の特性を近似した従来の方法が妥当でなく、また前章で、負荷圧力-出力流量の直線近似をする際に必ず出力流量 $Q_1 = 0$ で $P_e = P_0$ の点を通るべきことを強調した論拠が妥当であることがわかるであろう。

また Photo. 7, Photo. 8 を通じスプール変位、ピストン変位の波形が正弦波のそれに近いことを示し、記述関数の手法が有効であるといえる。

4・4 結 論

才2章で得られた解析結果がよい近似を与えることを実験によって確かめられた。

また負荷圧力が $\omega = \omega_n$ で、供給圧力よりも大きくなるという事実を確認し才3章での案内弁の負荷圧力—出力流量特性の近似の論拠を実験的に確かめた。

オ 5 章 負重合案内弁サーボモータの周波数 特性の解析結果の従来の実験による 検討

5・1 概 論

案内弁サーボモータの高周波特性を調べるにはどうしても電気油圧サーボ弁が必要であるが負重合を故意にもたせた案内弁を有するサーボ弁を入手できなかった。

そのため実験を行なえなかった。そこで本章では負重合案内弁サーボモータ⁶⁾についての池辺⁶⁾の実験結果により低周波領域についてであるがオ 3 章で求めた解析結果の検討を行った。

5・2 池辺の実験

実験に用いた案内弁サーボモータは、Fig. 5・1に示すように負重合案内弁と直動形のアクチュエータよりなっている。

案内弁は対称な負重合をもっているものでその負重合量が異なる2種類のものについて行っている。別に零重合のものについても実験を行っている。

サーボモータの主な諸元はつぎのとおりである。

案内弁ポート幅 $B_v = 1 \text{ cm}$

導管の通路断面積 $A_c = 0.283 \text{ cm}^2$

導管の片側の長さ $L_c = 23.4 \text{ cm}$

アクチュエータのピストン有効断面積 $A_a = 23.8 \text{ cm}^2$

アクチュエータの有効シリンダ長さの半分

$$L_a = 3.7 \text{ cm}$$

その他のパラメータはつぎに示すとおりである。

供給圧力 $P_0 = 1 \text{ kg/cm}^2$

油温 $= 27 \sim 30^\circ\text{C}$

片側の導管の抵抗 $\gamma_c L_c = 1.3 \times 10^{-3} \text{ Kg cm}^{-5} \text{ sec}$

アクチュエータのシリンドラの抵抗

$$\gamma_a L_a \doteq 0$$

負荷の粘性減衰係数 $D_l \doteq 0$

さて案内弁定数 k_0 についてであるが、池辺の実験では、 k_0 がポートの開き x と共に変化しているそれを k_x の形で Fig. 5.2 のように実測されている。

本論文では k_0 は一定であると仮定して解析を行っているので、こゝでは Fig. 5.2 を用いスプール変位 x が $X_0 \sin \omega t$ で変化しているときの k_x の平均値を求めて k_0 とした。

また池辺は、油路各部の2乗抵抗やアクチュエータ部の静摩擦を考えているがこゝではそれらは小さいとして省略した。

5.3 池辺の実験結果による検討

Table 2. に実験条件を示す

Fig No	X_0 cm	Δu cm	R_0 $\text{Kg}^{1/2} \text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$	M $\text{Kg cm}^{-1} \text{sec}^{-2}$
5.3	0.161	0	1.1×10^3	1.6×10^{-3}
5.4	0.161	0.05	1.1×10^3	8.4×10^{-3}
5.5	0.161	0.15	0.98×10^3	8.4×10^{-3}

Table 2

オ3章の解析結果に前述の数値を代入して求めた理論値と池辺の周波数応答実験結果とを示したのが Fig. 5.3, Fig. 5.4, Fig. 5.5 のボード線図である。

○ 表が ゲインの, × 表が位相ずれの実験結果を示す。

実線がゲインの, 破線が位相ずれの解析結果をそれぞれ示す。

Fig. 5.3 は零重合の場合, Fig. 5.4 は入力振幅に比して重合量が小さい場合, Fig. 5.5 は入力

振幅に比して重合量が同程度の場合であり三者ともよく理論値と実験値が一致している。

このことから才3章で行った解析が妥当であろうといえよう。

オ6章 案内弁サーボモータに位置フィードバックをほどこした案内弁サーボ機構

6・1 概 論

オ2章，オ3章の解析結果から明らかなように案内弁サーボモータの記述関数は入力振幅に依存している。

そのためサーボモータに位置の直結フィードバックをほどこした場合の周波数特性は簡単には求められない。

そこで本章 では逆ニコルス線図の方法を用いその周波数特性を求める例を示す。

6・2 記述関数を含む閉回路の周波数特性

Fig. 6・1 に示すような前向き路が振幅および周波数に依存する記述関数 $N(E, \omega)$ で表わされる非線形要素と線形要素 $G(j\omega)$ との従属結合になっていて直結フィードバックをもつ閉回路の周波数特性を閉回路の周波数特性から求める方法にはいろいろあるが本論文では、逆ニコルス線図の方法^{(12), (13)}を用いる。

通常のニコルス線図は、 $F(j\omega)$ より $F(j\omega)/1+F(j\omega)$ を図式的に求めるための線図であり、それを、Fig. 6・2 に示す。

これにより Fig. 6・1・(a) のような線形系の場合は閉回路の周波数伝達関数 $F(j\omega)$ から閉回路の周波数伝達関数 $F(j\omega)/1+F(j\omega)$ を求めることができる。

Fig. 6・1・(b) のように非線形要素を含むときには $N(E, \omega)$ が、非線形要素への入力信号としての $E(j\omega)$ の振幅によって変わるので簡単にその閉

回路の周波数特性を求め得ない。

つぎにそれを求める通常の手順を示す。

- 1) $R(j\omega)$ が与えられる。
- 2) ω をある値 ω_1 に仮定する。
- 3) $|E(j\omega_1)|$ をある値 $|E_1(j\omega_1)|$ に仮定して $N(E, \omega_1)$ を求める。
- 4) $C(j\omega_1) = N(E, \omega_1) \cdot G(j\omega_1) \cdot E_1(j\omega_1)$ により $C(j\omega_1)$ を求める。
- 5) $E(j\omega_1) = R(j\omega_1) - C(j\omega_1)$ より $E(j\omega_1)$ を求める。
- 6) 5) で求められた $E(j\omega_1)$ と始めに仮定した $E_1(j\omega_1)$ とが一致するまで上記の手順をくりかえす。そのときの $C(j\omega_1)$ を求める。
- 7) またつぎに新たな ω_2 について ω_1 と同様な手順により $C(j\omega_2)$ を求める。

上述の方法は、面倒なように思えるが 3), 4),

5) の手順を逆ニコルス線図を用いることにより

図式的に簡単に行なえる。

そこでまず $E(j\omega)/R(j\omega)$ を求める方法について述べる。

(a) の線形系について考えると

$$\frac{C(j\omega)}{R(j\omega)} = \frac{F(j\omega)}{1 + F(j\omega)} \quad (6.1)$$

$F(j\omega)$ を $|F|e^{j\angle F}$ で表わしてそのゲインと位相ずれを求めると次式のようになる。

$$\left| \frac{C(j\omega)}{R(j\omega)} \right| = \frac{|F|}{|1 + |F|e^{j\angle F}|} \quad (6.2)$$

$$\angle \frac{C(j\omega)}{R(j\omega)} = \angle F - \angle(1 + F) \quad (6.3)$$

一方 $E(j\omega)/R(j\omega)$ は

$$\frac{E(j\omega)}{R(j\omega)} = \frac{1}{1 + F(j\omega)} \quad (6.4)$$

そのゲインは

$$\begin{aligned} \left| \frac{E(j\omega)}{R(j\omega)} \right| &= \left| \frac{1}{1 + |F|e^{j\angle F}} \right| \\ &= \left| \frac{\frac{1}{|F|e^{j\angle F}}}{1 + \frac{1}{|F|e^{j\angle F}}} \right| \\ &= \left| \frac{\frac{1}{|F|}e^{-j\angle F}}{1 + \frac{1}{|F|}e^{-j\angle F}} \right| \end{aligned}$$

$$= \left| \frac{\left| \frac{1}{F} \right| e^{j\angle F}}{1 + \left| \frac{1}{F} \right| e^{j\angle F}} \right| \quad (6.5)$$

その位相ずれは

$$\begin{aligned} \angle \frac{E(j\omega)}{R(j\omega)} &= \angle \frac{1}{1 + F(j\omega)} \\ &= \angle \frac{\frac{1}{F(j\omega)}}{1 + \frac{1}{F(j\omega)}} \\ &= \angle \frac{1}{F(j\omega)} - \angle \left(1 + \frac{1}{F(j\omega)} \right) \\ &= \angle \left| \frac{1}{F} \right| e^{-j\angle F} - \angle \left(1 + \left| \frac{1}{F} \right| e^{-j\angle F} \right) \\ &= -\angle \left| \frac{1}{F} \right| e^{j\angle F} + \angle \left(1 + \left| \frac{1}{F} \right| e^{j\angle F} \right) \quad (6.6) \end{aligned}$$

(6.2), (6.3), (6.5), (6.6), 式より $\left| \frac{1}{F} \right| e^{j\angle F}$ を Fig. 6.2 に示すニコルス線図に書けば $E(j\omega)/R(j\omega)$ が求まるが、便利なことはニコルス線図上の開回路の周波数伝達関数のゲイン位相図のゲインには対数をとっているので $|1/F| \text{ db}$ は $-|F| \text{ db}$ に等しい。したがって $|1/F| e^{j\angle F}$ をニコルス線図上に画くかわりに $|F| e^{j\angle F}$ をゲイン位相図(たゞしゲ

インに対数をとったもの)に画いてその上に、透明なニコルス線図を裏がえしにしてその原点とゲイン位相図の原点とを合せて重ねれば、それから閉回路の周波数特性が得られる。この逆ニコルス線図を Fig. 6.3 に示す。しかしこのとき得られた閉回路の周波数特性のうちの位相特性は、(6.3), (6.4) 式より明らかのようにその符号を逆にしなければならない。

以上述べた原理を Fig. 6.1 (b) に示す非線系に適用すればよい。

すなわち

$$\frac{E(j\omega)}{R(j\omega)} = \frac{1}{1 + N(E, \omega)G(j\omega)} \quad (6.7)$$

を求めるのであるから、まず $N(E, \omega)G(j\omega)$ をゲイン位相図にいろいろの ω と $|E(j\omega)|$ の値に対して画いておいて逆ニコルス線図を用いて、ある仮定した $|E|$ の値 $|E|_1$ についての $E(j\omega)/R(j\omega)$ を求めることができる。

ゲイン位相図では、ゲインに対数をとってある
 ので、 $N(E\omega)G(j\omega)$ のゲインは $N(E\omega)$ と $G(j\omega)$
 のそれぞれのゲインの和になる。位相すれはそ
 れぞれの位相すれの和になる。そこで見方をか
 えると $N(E, \omega) \cdot G(j\omega)$ のゲイン位相図は $G(j\omega)$
 のゲイン位相図を $N(E, \omega)$ のゲイン分だけゲイン
 をずらし $N(E, \omega)$ の位相すれ分だけ位相をずらし
 たものに等しい。

それゆえ (6.7) 式を求めるに当ってまずゲイ
 ン位相図に $G(j\omega)$ と $-1/N(E, \omega)$ とをいろいろの
 E に対して画いておき透明な逆ニコルス線図を
 その上に重ねる際逆ニコルス線図の $(-\pi, 0\text{db})$ ^{の点} をある
 仮定した、 E, ω に相当する $-1/N(E, \omega)$ の線図上
 に移動すれば等価的に上の操作と同じ結果が得
 られその手順も楽である。

6・3 案内弁サーボ機構の周波数特性

前節の方法を用いて案内弁サーボモータに直結の位置フィードバックをほどこした案内弁サーボ機構の周波数特性を求める一例をつぎに示す。

サーボ機構への入力信号を $R(j\omega)$, 誤差信号であるスプール変位を $X(j\omega)$, 出力信号であるアクチュエータピストンの変位を $Y(j\omega)$ とする。

いま (2.86), (2.87) 式であらわされるサーボモータを例にとりて考えると Fig. 6.1 (b) の $N(E, \omega)$ $G(j\omega)$ はつぎのようになる。

$$|N(E, \omega)| = \frac{\sqrt{1 + (T\omega)^2}}{1 + (\sqrt{2}T\omega)^2} \quad (6.8)$$

$$\angle N(E, \omega) = -\tan^{-1} T\omega \quad (6.9)$$

$$G(j\omega) = \frac{k}{j\omega} \quad (6.10)$$

こゝでつぎに示す数値例について $-1/N(E, \omega)$ および $G(j\omega)$ のゲイン位相図を画いたのが Fig. 6.4 である。

入力振幅 $|R(j\omega)| = 0.2 \text{ cm}$

$\tau = 25.7$

$T = 4.4 \times 10^{-2} X_0$

ただし X_0 は誤差の振幅

このように時定数 T が X_0 に比例し、また $1/N(E, \omega)$ のゲイン位相図は、 $T\omega$ に関してその形がかわらないから Fig. 6.4 では周波数目盛として $X_0\omega$ をとっている。したがって X_0 をきめれば ω がきまる。

この Fig. 6.4 の上に Fig. 6.3 で述べた逆ニコル線図を重ねて閉回路の周波数特性を読みとったのが Fig. 6.5 のボード線図中の実線である。

この得られた結果と従来やむを得ずとられていたパラメータの変化を平均化して考えた線形近似の方法とを比較してみる。

線形近似した場合のサーボモータの周波数伝達関数は次式で与えられる

$$F(j\omega) = \frac{\tau}{s(T_m s + 1)} \quad (6.11)$$

として T_m は案内弁の動作範囲での平均値をとる。この例ではサーボ機構の入力振幅が 0.2 cm であり誤差が $0 \sim 0.2\text{ cm}$ の範囲で変るとすると、誤差信号としてのスプール変位の振幅はその平均の 0.1 cm にとる。そこで $X_0 = 0.1\text{ cm}$ に対する T_m を求めてその閉回路の周波数特性を求めると、Fig. 6.5 の破線のようになる。

この比較から案内弁サーボ機構の周波数特性はパラメータの変化を平均化して考えた線形近似より求めたものよりも実際には悪くなることが明らかである。

6・4 結 論

前節で得られた例からも明らかのように従来のパラメータの変化を平均化して考え線形近似して求めた案内弁サーボモータの周波数特性から閉回路の周波数特性を求めるとあやまった結果を与えることになりかねない。

結局才2章，才3章で得られた解析結果をもっ
てして始めて合理的なサーボ機構のシンセシス
や特性評価ができることになる。

オ7章 結 論

案内弁サーボモータ特に零重合案内弁サーボモータの周波数特性を最小位相推移系の周波数特性の形でその時定数やダンピング比が入力振幅の関数になるような記述関数で表現しようとした従来の方法の無理が明らかにされた。またゲイン特性と位相特性の関係の特徴が明らかにされた。案内弁に負重合があるとその特徴が弱められ線形に近ずき、またアクチュエータに漏れがあっても同様にゲインと位相との間の特徴が弱められることが明らかにされた。

油の圧縮性が大きくサーボモータの特性を支配する周波数領域でのその周波数特性に与える影響が明らかにされた。その結果案内弁サーボモータの周波数特性を正確に表現できる簡単な記述関数が求められ合理的なサーボモータの設計を容易に行うことができるようになった。

才 II 編

油 圧 サ ー ボ 機 構 に
お け る デ ィ ザ ー に
関 す る 研 究

第1章 従来の研究

クーロニ摩擦を有する2次系の解析は古くから行なわれておりその代表的なものにJ.P. Den Hartog¹⁴⁾のものがある、これは単に非線形2次系の周波数特性を求めたものであって直接ディザの問題にはふれていない。

非線形摩擦のある系の特性改善を目的としたディザに関する従来の研究にはH.J. Leskiewicz, 桑原, 金子, 沢井, らの研究がある。

Leskiewicz¹⁵⁾は、ばねと慣性体からなる系に、static friction (静摩擦) と Coulomb friction (クーロニ摩擦) がある場合のヒステリシスを除去するための正弦波状のディザの選定の基準をつぎのように提案している。すなわちディザによる慣性体の微小振動の速度と加速度が同時にゼロになる期間が1周期の間にないような大きさのディザを用いるべきであるとしている。しかし後述のように単に平均的かつ定常的に

みた出力変位にヒステリシスがないようにするためには静摩擦に打ち勝っただけの振幅をもったディザを用いればよいのであって速度うんぬんは別の問題であると考える。

桑原¹⁶⁾は、サーボ電動機を用いたサーボ機構における Jerking Motion を防止するためのディザについて論じているが、その根本の思想は、H. J. Leskiewicz のそれと同様である。

金子¹⁷⁾、沢井¹⁷⁾はサーボ弁の案内弁部に非線形摩擦がある場合を考え、それを非線形摩擦を有する質量-ばね系で近似し、それに微小振幅の基本正弦波とディザに相当する高周波入力を重ね合せて与え、その出力基本波形の歪が十分に小さくなるようなディザの振幅と周波数の範囲を求めている。しかしこれはヒステリシスなどを除去するのを目的としたディザの選定の場合の1条件にすぎず、また一方、ディザを用いる以上高周波の歪をともなうことはやむを得ず、その間

題にならぬ位の微小振動の高周波歪をもって、
ディザの選定の目安にすること自体、その論旨
が明確でないと思われる。

つぎにディザによるスプールの微小振動が案内
弁サーボモータの不働帯に与える影響について
の研究は筆者の知る限りでは未だないようであ
る。

第2章 非線形摩擦のある2次系

2・1 概論

一般に、サーボ弁には多少とも不動帯やヒステリシスがある。

その原因としては、いろいろ考えられるが、主なものはトルクモータ部の磁気特性、ばね特性、案内弁部の摺動面の静摩擦などである。

こゝでは、上記のものの中、磁気特性、ばね特性に基因するものには触れず、トルクモータ部の次段にくる油圧前段増幅部、案内弁部についてのみ考える。

そこで、サーボ弁の諸特性のうち機械力学的特性のみを考え、それを2次系で近似したモデルを、Fig. 2・1に示す、このモデルにディザが与える影響について検討するのが本章の目的である。

2・2 機械力学的モデル系

案内弁のプールとスリーブとの間や一般の摺動面には摩擦が多少とも存在する。

この種の摩擦力は一般に摺動面の相対速度の奇関数として、Fig. 2.2 に示すような形になることが実験的に確かめられている。

こゝでは、Fig. 2.2 の曲線を Fig. 2.3 に示すような折線で近似する。

こゝで F は静摩擦， H は dx/dt に無関係に一定な動摩擦， E は非線形摩擦が静摩擦から動摩擦に移行し終る dx/dt の値とする。すると Fig. 2.1 に示したモデル系の運動方程式は次式のようになる。

$$\begin{aligned} M \frac{d^2 x}{dt^2} + D \frac{dx}{dt} + Cx + f_n \left(\frac{dx}{dt} \right) \\ = D_0 \sin(\omega t + \theta) + v \end{aligned} \quad (2.1)$$

こゝで M は慣性体の質量， x はその変位， C はばね定数， D は粘性減衰係数， D_0 はデ"イザの振

幅, ω はディザの角周波数, θ は位相ずれ, v は任意の一定値の入力信号, f_n は摺動面に働く非線形摩擦力, である。

もしディザを用いない ($D_0 = 0$) とすると v と x との間との静特性には Fig. 2.4 に示すようにヒステリシスが生ずる。特に $x = 0$ のところで考えると不動帯があることがわかる。

そこで、このヒステリシスや不動帯を除去するためにディザとしての $D_0 \sin(\omega t + \theta)$ なる正弦波状の力を加えるわけである。

さて非線形摩擦 $f_n(dx/dt)$ は dx/dt の奇関数であるから、もし v が定常状態である一定値を保つ入力とすると (2.1) 式の定常解 x_0 は平均値がゼロの周期関数 x_d と x_0 の平均値 x_m の和となる。

$$\text{すなわち} \quad x_0 = x_d + x_m \quad (2.2)$$

それゆえ x_d が常にゼロでないがぎり (1 周期のうちのあつ期間ゼロであってもよい) x_m は

v に比例する。すなわち $x_m = v/c$ となり、
 x_0 の平均値にはヒステリシスがなくなる。

結局ヒステリシスを除去するための条件は、少なくとも x_d が常にゼロではなくなるような十分大きな D_0 をもったディザを与えればよくて、その値は次式によって定まる。

$$D_0 > F \quad (2.3)$$

これは D_0 の下限であり、むやみに D_0 を大きくしてみても x_d を増大させるばかりで摩擦の桌からも、また次段の案内弁サーボモータへの影響の桌からも得策ではなくそこに適当な上限があるはずである。

さて系の静特性を支配する x_d に注目するが、今後 $v=0$ として議論を進めても一般性を失わないから (2.1) 式で $v=0$ とし、無次元化して (2.1) 式を書き変えると (2.4) 式のようになる。

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + 2\zeta \frac{dx}{d\tau} + x + f\left(\frac{dx}{d\tau}\right) = d_0 \sin(u\tau + \theta) \quad (2.4)$$

こゝで $f(dX/d\tau)$ は Fig. 2.5 のようになり、

$$C/M_0 = \omega_n^2, \quad u = \omega/\omega_n, \quad \tau = \omega_n t, \quad X = Cx/F$$

$$\mu = H/F, \quad d_0 = D_0/F, \quad \zeta = D_{wn}/2C,$$

$$e = CE/\omega_n F \text{ とする。}$$

(2.4) 式を解くに当り近似的手法として記述関数法を用いる。次節で非線形摩擦 $f(dX/d\tau)$ の記述関数を求める。

2・3 非線形摩擦の記述関数

(2.4) 式の定常解 x の速度 $dx/d\tau$ には、Fig. 2.6 のようにある期間ゼロに保たれるような場合がある。こゝではこれらの基本波成分だけについて考えることにする。

いま、速度を $dx/d\tau = u x_1 \cos u\tau$ としたときの $f(dx/d\tau)$ は種々の $u x_1$ の値に対して Fig. 2.7 のようになる。その $f(dx/d\tau)$ の基本波を、 $f_1 \cos u\tau$ とすると、 f_1 はつぎのように与えられる。

$$f_1 = \frac{4}{\pi} \left\{ 1 - (1 - \mu) h\left(\frac{u x_1}{e}\right) \right\} \quad (2.5)$$

こゝで $h\left(\frac{u x_1}{e}\right)$ なる関数は次式によって与えられる。

$$\left. \begin{aligned} u x_1 \leq e \text{ のとき } \quad h\left(\frac{u x_1}{e}\right) &= \frac{\pi u x_1}{4e} \\ u x_1 \geq e \text{ のとき } \quad h\left(\frac{u x_1}{e}\right) &= \frac{\sin \eta - \eta + \frac{\pi}{2}}{2 \cos \eta} \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

$$\text{こゝで } \eta = \cos^{-1} e / u x_1$$

$h\left(\frac{u x_1}{e}\right)$ を図示したのが Fig. 2.8 の曲線である。

この曲線を図中の2本の直線からなる折線で近似する。

したがってその近似式はつぎのようになる。

$$\left. \begin{aligned} u x_1 \leq \frac{4e}{\pi} \quad h\left(\frac{u x_1}{e}\right) &= \frac{\pi u x_1}{4e} \\ u x_1 \geq \frac{4e}{\pi} \quad h\left(\frac{u x_1}{e}\right) &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

(2.5) 式, (2.7) 式が Fig. 2.5 に示すような非線形摩擦の記述関数である。

さて μ は 1 より小さい値をもっているから、 $h\left(\frac{u x_1}{e}\right)$ が大きい程、 f_1 が減少する。すなわち h が大きい値をとるとそれだけ摩擦力の軽減になるわけである。

結局 Fig. 2.8 からわかるように、速度振幅 $u x_1$ をある程度大きくすることは摩擦力の軽減の意味から好ましいが、 e を越えて $u x_1$ を大きくすることは、なんら摩擦力の軽減に役立たない。

そこで摩擦力の軽減の意味での速度振幅 $u\chi_1$ の限界として $u\chi_1 = 4e/\pi$ が考えられる。

それゆえ $u\chi_1$ が $4e/\pi$ を越えるようなディザを与えても摩擦力の軽減にはなんら役立たぬことがわかるであろう。

次節で、この限界について検討する。

2・4 $u\chi_1 = 4e/\pi$ の限界について

まず(2・4)式の近似解として $\chi = \chi_1 \sin u\tau$ を考え(2・4)式, (2・5)式より, $\sin, \cos$, の成分について整理すると

$$\left. \begin{aligned} (1-u^2)\chi_1 &= d_0 \cos \theta \\ 2\epsilon u\chi_1 + f_1 &= d_0 \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (2\cdot8)$$

θ を消去して

$$d_0^2 = (1-u^2)^2 \chi_1^2 + (2\epsilon u\chi_1 + f_1)^2 \quad (2\cdot9)$$

ただし $d_0 > 1$

上式に数値例を与えて d_0 と χ_1 の関係を示したのが、Fig. 2・9 の実線である。

すなわち $u = 2$, $\mu = 0.4$, $\epsilon = 0.2$ を共通な数値とし、静摩擦から動摩擦に移行し終る速度 e を 0.28 と 0.7 の2種類について(2・9)式を計算した。図中破線の部分は d_0 が 1 より小さくなっているのではぶくべきで、その代りに $d_0 = 1$ の直線を用いた。

もともと Fig. 2・9 は近似解を示したもので、 d_0

が 1 に近いような領域では出力変位 x の波形が正弦波より大分歪んでいるためその近似が悪いのは当然である。

そこでこの近似解の近似の程度を確かめるために電子管式アナログ計算機によって (2.4) 式の解を求めた。

Fig. 2.10 にアナログ計算機による演算回路を示す。

Fig. 2.11 にアナログ計算機による解の記録波形の例を示す。

その解の基本波を求めて Fig. 2.9 に示したのが図中の X 印と O 印である。X 印は $e = 0.7$ の場合、O 印は $e = 0.28$ の場合のもので、その近似も $d_0 \cong 1$ の附近をのぞけばさほど悪いものでもない。

元来、摩擦自体そう定量的にはあくされているものでもない点を考慮すればこの程度の近似で十分ではなかろうかと思われる。

そこで、前節で触れた摩擦の軽減の意味での限界速度 $u\chi_0 = \frac{4e}{\pi}$ を (2.9) 式に適用して、このときの d_0 を求めるとつぎのようになる。

$$d_0 = \frac{4e}{\pi u} \sqrt{u^4 + \left\{ \left(2\epsilon + \frac{\mu}{e} \right)^2 - 2 \right\} u^2 + 1} \quad (2.10)$$

ただし、(2.10) 式も近似解についてであるので条件によっては d_0 が 1 より小さくなることもあるが、このときはすべて $d_0 = 1$ とする。

前と同様な数値例について (2.10) 式を図示してみると Fig. 2.12 のようになる。

e が大きい程、 μ が大きい程同一周波数に対して大きな d_0 を与えなければならない。これは物理的に考えても当然である。

またディザの周波数はその目的からサーボ弁のバンド幅を示す最高周波数よりも高くとられるのが普通と考えるから、 u は一般に 1 より大きく、 u を大きくすればするほど大きな d_0 を与えなければならない。しかし入力を与える要素の方の制限から必ずしもそこには入力としての力の飽

和があるはずである。

結局この点から考えても周波数 u には上限があるろう。

さてつぎに非線形摩擦による等価ダンピング比 ζ_{ne} について考えてみる。

ζ_{ne} は(2.8)式から明らかのように次式で与えられる。

$$\zeta_{ne} = \frac{f_1}{2u\chi_1} \quad (2.11)$$

この ζ_{ne} を前と同じ数値例について示したのがFig. 2.13である。

図から明らかのように速度振幅 $u\chi_1$ が $4e/\pi$ より小さくなると急激に ζ_{ne} が増加し逆に $u\chi_1$ が $4e/\pi$ より大きくなってもそんなに ζ_{ne} は減少しない、このことは前節でのディザによる摩擦の軽減と合せ考えれば容易に理解されよう。

以上までは入力としてディザのみしか考えず、本来の入力信号分はある一定値に保たれているとして考えてきた。

そこでつぎに、ディザ $d_0 \sin(\omega t + \theta)$ に高さが v/F なる、ステップ関数状入力 $(v/F)u(t)$ を重ね合せて入力として加えた場合の過渡応答をアナログ計算機で求めた。

そのときの数値例は前とまったく同様で得られた過渡応答の記録の一例を Fig. 2.14 に示す。

この過渡応答で、ステップ入力が入ってから応答の平均値が初めて v/F になるまでの時間 T をもとめてみたのが Fig. 2.15 である。

この図から $u\chi_1 = 4e/\pi$ を満足する d_0 以上に d_0 を大きくしてみても T はあまり変わらず、逆にそれ以下にすると T は急激に大きくなっていることがわかる。結局これは ζ_{ne} と同様にディザによる摩擦力の軽減のために系の過渡特性が改善されるが $u\chi_1 = 4e/\pi$ の限界以上に速度振幅を大きくとってみても無意味でさほど過渡特性の改善にはならないことを示している。さて $u\chi_1 = 4e/\pi$ を満足する u と χ_1 の関係を図に示すと Fig. 2.16

のようになり、ディザの周波数 ω が大きいかほど
出力振幅 $\mathcal{X}_1$ が小さくてすむことになる。この点
から ω は大きい方がよいと考える。

2・5 結 論

ディザにより慣性体には 微小振動を与える
 ことにより系の不動体，ヒステリシスは除かれ
 Fig. 2・8 に示すようにその摩擦力も軽減される。
 その結果附随的にいろいろな特性の改善をもた
 らすが、その微小振動の速度振幅をむやみに大
 きくしてみても得策ではないことが明らかにさ
 れた。

結局 Fig. 2・1 に示すような系のディザとしては
 次式のような範囲にある d_0 を選ぶのが適当と思
 われる。

$$1 < d_0 < \frac{4e}{\pi u} \sqrt{u^4 + \left\{ (2\zeta + \frac{\mu}{2})^2 - 2 \right\} u^2 + 1} \quad (2.12)$$

上式中 d_0 は成べく上限の値に近くしたほうが摩
 擦力の軽減，過渡応答の改善の意味から望まし
 い。また他の系からの制約を考えず，このモデ
 ル系についてのみ考えれば， u はできるだけ高
 くしたほうがディザによる微小振動の振幅が小

さくてすみ望ましいと考える。

才3章 ディザが案内弁サーボモータの不動帯
に与える影響。

3・1 概 論

前章では單にFig.2・1に示すサーボ弁の機械力学的部分のモデル系についてのみ論じてきたが、サーボ弁は実際には油圧サーボモータと組み合わされて使用されるものであり、当然ディザによるスプールの微小振動が案内弁サーボモータへ与える影響、また逆にその影響からのディザの選定に対する制約について考慮しなければならない。

本研究ではディザが案内弁サーボモータへ与える影響としてディザの目的から考え一番重要なサーボモータの不動帯に与える影響を考える。他の動特性等を与える影響については論じない。Fig.3・1に零重合案内弁サーボモータの略図を示す。一般に使用されている案内弁は零重合（理相形）のものであるから、たとえばアクチュ

エータに静摩擦 F が存在しても負荷圧力 $(P_1 - P_4)$ は、ピストンが静止していてもかつディザがない場合、必ず $\text{sgn}(x) \cdot P_0 A_a$ となりそこに不動帯^{*}は生じない、これが従来いわれているところの零重合案内弁サーボモータのすぐれた点である
ここで x はポートの開き (スプール変位)

P_0 は供給圧力

A_a はアクチュエータのピストンの有効
断面積

P_1, P_4 は負荷ポート 1, 4 の奥のそれ
ぞれの圧力

しかしディザによりスプールが微少振動していると案内弁の中立奥 ($x = 0$) 付近での平均的に見た負荷圧力の x に対するゲインはたとえ弁が零重合であっても低下し、零重合の場合の中立奥圧力ゲインが無限大になる利奥を失う結果になる。

* $P_0 A_a < F$ ではサーボモータの用をなさぬ

そのためにもしアクチュエータに静摩擦力 F があると当然不動帯が生じる可能性があり、好ましくない結果を招くおそれがある。

3・2 ディザによる負荷圧力の変動 と不動帯

3・2・1 重合案内弁の場合

まず、案内弁が零重合のものの場合について考える。系の構造が対称であると仮定すれば、半分だけについて考慮すれば十分であるから、Fig. 3・2 の三方弁を考えることにする。ただしこゝでは静摩擦力によってピストンが動き出さないときの負荷圧力について論じるのでピストンを固定して考える。

ただし仮定として

- (1) 弁は零重合（理想形）である。
- (2) 導管は短く集中定数系として取り扱える程度。
- (3) 油の漏れはない。
- (4) 系の構造はすべて対称。

をおく

いまこゝで P_{in} を給油ポートから弁への流入流

量, q_d をもとりポートから大気への流出量,
 q_i を負荷ポートから導管への流量, p_i を負
 荷ポートのとりの圧力, p_2 をピストン左側の圧
 力, k_o を案内弁定数 $= c B_v \sqrt{2g/\gamma}$, c を制
 御オリフィスの流量係数, B_v をポート幅, γ
 を作動油の比重量, g を重力の加速度とすると
 次式が成立する。

$$\left. \begin{array}{l} x > 0, \quad q_i = q_1 = k_o x \sqrt{p_o - p_i}, \quad q_d = 0 \\ x < 0, \quad q_d = -q_1 = -k_o x \sqrt{p_i}, \quad q_i = 0 \end{array} \right\} (3.1)$$

$$\bar{q}_1 = \frac{\sqrt{2}}{k_o \sqrt{p_o} X_1} q_1, \quad \bar{x} = \frac{x}{X_1}, \quad \bar{p}_1' = \frac{p_i - (p_o/2)}{p_o/2}$$

なる無次元変数を用いて (3.1) 式を書きなお
 すと次式が得られる。ここで X_1 はディザによる
 スプールの正弦波状微小振動の振動である

$$\left. \begin{array}{l} \bar{x} > 0 \quad \bar{q}_1 = \bar{x} \sqrt{1 + \bar{p}_1'} \\ \bar{x} < 0 \quad \bar{q}_1 = \bar{x} \sqrt{1 - \bar{p}_1'} \end{array} \right\} (3.2)$$

(3.2) 式の圧力流量特性は Fig. 3.3 のようにな
 るが、これを本論文才 I 編才 2 章と同様に Fig.
 3.4 のような直線群で近似すると、

$$\bar{q}_1 = \bar{x} - |\bar{x}| \bar{p}_1' \quad (3.3)$$

のようになる。

一方 Fig. 3.2 の導管とシリンダとの中の作動油を集中定数系として取り扱えば, K を油の体積弾性係数, V を導管とシリンダの中の油の体積とすると次式が成立する。

$$p_1' = p_2', \quad q_1 = \frac{V}{K} \frac{dp_1'}{dt} \quad (3.4)$$

書き換えて

$$\bar{q}_1 = \frac{\sqrt{P_0} V}{\sqrt{2} k_0 X_1 K} \frac{d\bar{p}_1'}{dt} \quad (3.5)$$

さてスプールを次式のように動かしたとすると

$$x = X + X_1 \sin \omega t \quad (3.6)$$

X は任意の定数 (x の平均値に等しい), X/X_1 を ξ とおくと (3.6) 式はつぎのようになる。

$$\bar{x} = \xi + \sin \omega t \quad (3.7)$$

結局つぎの連立方程式より $\bar{p}_1'$ が求まる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}_1 &= \bar{x} - |\bar{x}| \bar{p}_1' \\ \bar{q}_1 &= \frac{\sqrt{P_0} V}{\sqrt{2} k_0 X_1 K} \frac{d\bar{p}_1'}{dt} \\ \bar{x} &= \xi + \sin \omega t \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

や I 編と同様な手法により、付録に示した計算の結果次式が得られる。

$$\bar{P}'_{\text{mean}} = \frac{\xi(b_2 C_3 - C_2 b_3) - C_1 b_2}{2\{a_1(b_2 C_3 - C_2 b_3) - C_1 b_2 a_3\}} \quad (3.9)$$

$\bar{P}'$ の基本波を $\sqrt{\bar{P}'_{a1}{}^2 + \bar{P}'_{b1}{}^2}$ と書くと

$$\sqrt{\bar{P}'_{a1}{}^2 + \bar{P}'_{b1}{}^2} = \frac{(\xi a_3 - a_1)\sqrt{b_2^2 + C_2^2}}{a_1(b_2 C_3 - C_2 b_3) - C_1 b_2 a_3} \quad (3.10)$$

ただし

$$\xi = \sin \theta \quad \alpha = \frac{\sqrt{P_s} V \omega}{\sqrt{2} k_0 X_1 K}$$

$$a_1 = \frac{1}{\pi}(\theta \xi + \cos \theta), \quad C_1 = \frac{1}{\pi}(\xi \cos \theta + \theta),$$

$$b_2 = \frac{2}{\pi}(\theta \xi + \cos \theta) + \frac{1}{\pi}(\xi \sin 2\theta - \cos \theta + \frac{1}{3} \cos 3\theta),$$

$$C_2 = \alpha, \quad a_3 = \frac{1}{\pi}(\xi \cos \theta + \theta), \quad b_3 = -\alpha,$$

$$C_3 = \frac{2}{\pi}(\theta \xi + \cos \theta) - \frac{1}{\pi}(\xi \sin 2\theta - \cos \theta + \frac{1}{3} \cos 3\theta),$$

とくに $\xi = 0$ の場合

$$\bar{P}'_{\text{mean}} = 0 \quad (3.11)$$

$$\sqrt{\bar{P}'_{a1}{}^2 + \bar{P}'_{b1}{}^2} = \frac{3\pi}{8} \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{3\pi\sqrt{P_s} V \omega}{\sqrt{2} 4 k_0 K X_1}\right)^2}}{1 + \left(\frac{3\pi\sqrt{P_s} V \omega}{8 k_0 K X_1}\right)^2} \quad (3.12)$$

さて案内弁サーボモータのアクチュエータに F なる静摩擦があっても不動帯を生じない条件は、系が対称であれば、つぎの不等式を満足することである。すなわち、ある与えられた ω に対し

$$\max |\bar{P}'_{mean} + \sqrt{\bar{P}'_{ia}^2 + \bar{P}'_{ib}^2} \sin(\omega t + \psi)| \geq \frac{F/2}{A_a} \cdot \frac{1}{P_a/2} \quad (3.13)$$

なる不等式が与えられる。^{*}

まずスプールが中立点を中心にディザにより微小振動している場合を考えると、 $\bar{\epsilon} = 0$ で (3.11) 式より $\bar{P}'_{mean}$ は零になる。それゆえ (3.12)(3.13) 式より不動帯除去の条件は次式で与えられる。

$$\frac{3\pi}{8} \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{3\pi\sqrt{P_0}\nabla\omega}{\sqrt{2}4k_0KX_1}\right)^2}}{1 + \left(\frac{3\pi\sqrt{P_0}\nabla\omega}{8k_0KX_1}\right)^2} \geq \bar{F} \quad (3.14)$$

$$\text{ただし } \bar{F} = F / A_a P_a$$

すなわち (3.14) 式を満足するディザによる微小振動がスプールに与えられるならばその振動の 1 周期の内すくなくとも 1 回は摩擦力 $\bar{F}$ に打

ち勝つことになり不動帯はできない。(3.14)
 式の左辺は、 $\xi = 0$ のときの 圧力の変動の基本波の振幅 $\sqrt{\bar{p}'_{a1}{}^2 + \bar{p}'_{b1}{}^2}$ であるからこれを無次元量 $T\omega$ について図示したのが Fig. 3.5 である。

ただし

$$\sqrt{\bar{p}'_{a1}{}^2 + \bar{p}'_{b1}{}^2} = \frac{3\pi}{8} \frac{\sqrt{1 + (T\omega)^2}}{1 + (\sqrt{2} T\omega)^2} \quad (3.15)$$

$$T = \frac{3\pi\sqrt{P_0} V}{4\sqrt{2} k_0 K X_1} \quad (3.16)$$

すなわちディザによる圧力の変動分は ω の増大とともに減少し、 X_1 の増大とともに増加する。
 さていますアクチュエータに与えられた静摩擦 $\bar{F}$ が0.2であったとすると図から $T\omega$ が約3以下でないとその圧力の変動分が静摩擦に打ち勝てず不動帯が生じる。それゆえこの場合は3以上の値の $T\omega$ をもつ微小振動をスプールに与えるべきではない。さて実際には $\bar{F}$ は非常に小さいのが当然で、いかに大きくとも0.3程度を越える値はとらないと考えられる。この条件を(3.14)

式に入れて式を簡単化するとつぎのようになる。

$$\frac{X_1}{\omega} \geq \frac{\nabla \sqrt{P_0}}{\sqrt{2} k_0 K} \bar{F} \quad (3.17)$$

ディザによってスプールに与えられて構われぬ微小振動の限界は(3.17)の等式を満足するものである。

この限界の場合についてどの種々の値に対してピストン両側の圧力差 $P_2 - P_3$ (Fig. 3.1 参照) を求めてみる。

$$\frac{P_2 - P_3}{P_0} = \frac{P_2' - P_3'}{P_0} = \frac{P_1' - P_4'}{P_0} = \frac{2P_1'}{P_0} = \bar{P}_1' \quad (3.18)$$

結局

$$\frac{P_2 - P_3}{P_0} = \bar{P}_1' \text{ mean} + \sqrt{\bar{P}_1'^2 a^2 + \bar{P}_1'^2 b^2} \sin(\omega t + \phi) \quad (3.19)$$

上式中、与えられた $\bar{F}$ の値が 0 ~ 0.3 程度の場合それぞれに対する(3.17)の等式を満足する限界の微小振動については $\bar{P}_1' \text{ mean}$ はほとんど変わらず同値である、これを Fig. 3.6 に示す。

このように $\bar{P}_1' \text{ mean}$ は多とともに単調に増加し 1 で飽和する。すなわち $\bar{F}$ が 1 より大であること

は案内弁の2個の負荷ポートの内いずれか一方が常に給油ポートに、他方がもとリポートに通じていることを示している。それゆえ $\bar{P}_1'_{mean}$ が1になることは当然である。

また Fig. 3.6 は、後述の負重合案内弁サーボモータでアクチュエータのピストンを固定しスプールをある量だけ変位させた時のスプール変位に対する負荷圧力の変化との関係に似ている。

したがってたとえ零重合案内弁サーボモータであってもディザによりスプールが微小振動させられると Fig. 3.6 からわかるようにあたかもどに相当する負重合がつけられたのと同じような結果になり、アクチュエータにおける静摩擦により不動帯を生じる可能性がある。

さてつぎにある与えられた $\bar{F}$ に対してスプールが (3.17) の等式を満足する微小振動をしているときの $\bar{P}_1'$ の基本波の振幅 $\sqrt{\bar{P}_{1a1}^2 + \bar{P}_{1b1}^2}$ を $\bar{F}=0.1, 0.2$ に相当する場合について示したのが Fig.

3.7 である。

すなわち微小振動の中心位置が案内弁の中立点 ($\alpha = 0$) にあるときその値は最大であり、中立点から振動の振幅の大ききだけづれるとゼロになり、ピストンには Fig. 3.6 に示す静圧だけが加わることになる。

以上得られた結果よりピストンに働く差圧力を求めるとそれはある $\bar{F}$ に対して満足する、Fig. 3.6 と Fig. 3.7 との和になる。

そこで $\bar{F} = 0.1$ に対する限界の微小振動のときのそれを示すと Fig. 3.8 のようになる。

図中真中の曲線は Fig. 3.6 の $\bar{P}_i'_{\text{mean}}$ を示すもので、それを挟んだ上下2本の曲線は Fig. 3.7 の $\bar{F} = 0.1$ の曲線から得られた $\bar{P}_i'$ の基本波の変動の領域の限界を示すものである。すなわち $\bar{P}_i'$ はある α の値に対し一周期の間この上下2本で挟まれた領域内で変動しているわけである。

そこで Fig. 3.8 は $\bar{F} = 0.1$ の場合不動帯が生じ

ない限界の微小振動がスプールに与えられたときの $\overline{P}_1'$ の変化を示すが、もし $\overline{F}$ が 0.2 に増えたとしても図から明らかなように Δd だけの不動帯を生じることになる。

3・2・2 負重合案内弁の場合

Fig. 3.9 に示すような対称な負重合をもつ案内弁について考える、また前節と同様アクチュエータのピストンが静摩擦力により動き出さないときの負荷圧力を論じるのでピストンを固定して考えている。

オI編、オ3章の(3.15), (3.17), (3.19)式より負重合案内弁について次式が成立する。ただし記号はことわりないかぎり共通とする。

$$|\bar{x}| \leq \bar{\Delta}_u \quad \bar{q}_1 = 2\bar{x} - 2\bar{\Delta}_u \bar{p}_1' \quad (3.20)$$

$$|\bar{x}| \geq \bar{\Delta}_u \quad \bar{q}_1 = \bar{x} + \operatorname{sgn}(\bar{x})\bar{\Delta}_u - (|\bar{x}| + \bar{\Delta}_u)\bar{p}_1' \quad (3.21)$$

ここで、 $\bar{x} = x/X_1$, $\bar{\Delta}_u = \Delta_u/X_1$ で X_1 はスプールの $X + X_1 \sin \omega t$ のように変位させたときの振幅をさす。

さてアクチュエータを前節と同様固定して考える。

サーボ弁にディザを用いないとき、すなわちスプー

ル変位 x がある一定値を保っているときの $\bar{p}'$ についてまず考える。このときは (3.20)(3.21) 式で、 $\bar{q}_1 = 0$ として $\bar{p}'$ を $\bar{x}$ について解けばよく

$$|\bar{x}| \leq \bar{\Delta}_u \quad \bar{p}' = \frac{1}{\bar{\Delta}_u} \bar{x} \quad (3.22)$$

$$|\bar{x}| \geq \bar{\Delta}_u \quad \bar{p}' = 1 \quad (3.23)$$

となる。これを図示したのが Fig. 3.10 である。

図に示してあるようにもしアクチュエータに $\bar{F}$ なる静摩擦があると $|\bar{x}|$ が $\bar{F}\bar{\Delta}_u$ より小さいところでは、 $\bar{F}$ に打ち勝ってピストンが動くことができず不動帯ができる。これが負重合案内弁の欠点の一つである。

そこで適当なデューサを用いることにより不動帯を除去することが可能か否かについて検討してみる。

いまスプールが $x = X + X_1 \sin \omega t$ のようにある平均値 X を中心に正弦波状に微小振動しているとする。

無次元化された $\bar{x}$ を $\xi + \sin \omega t$ と書く

$$\text{ただし } \xi = \frac{x}{x_1}$$

$|\xi| + 1 \leq \bar{\Delta}_u$ のときについてまず考える、

(3.20) 式から明らかのようにこの領域は線形として取り扱える。

(3.20) 式より

$$\bar{q}_1 = 2\bar{x} - 2\bar{\Delta}_u \bar{p}_1' \quad (3.24)$$

(3.5) 式より

$$\bar{q}_1 = \frac{\sqrt{P_0} V}{\sqrt{2} k_0 x_1 K} \frac{d\bar{p}_1'}{dt} \quad (3.25)$$

上の両式より

$$\frac{\sqrt{P_0} V}{2\sqrt{2} k_0 K \Delta_u} \frac{d\bar{p}_1'}{dt} + \bar{p}_1' = \frac{\bar{x}}{\bar{\Delta}_u} \quad (3.26)$$

$\bar{x} = \xi + \sin \omega t$ に対する定常解を求めると

$$\bar{p}_1' = \frac{1}{\bar{\Delta}_u} \left\{ \xi + \frac{1}{\sqrt{1 + (T\omega)^2}} \sin(\omega t + \psi) \right\} \quad (3.27)$$

$$\text{ただし } T = \frac{\sqrt{P_0} V}{2\sqrt{2} k_0 K \Delta_u}$$

つぎに $\xi + \sin \omega t$ が $\bar{\Delta}_u$ より大きくなる期間があるような領域について考える。

いま $\bar{q}_1$ のフーリエ展開をつぎのようにかく、

$$\begin{aligned} \bar{q}_1 = & \frac{\bar{q}_{0a0}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{q}_{0an} \cos n\omega t + \bar{q}_{0bn} \sin n\omega t) \\ & - \left\{ \frac{k_{pao}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (k_{pan} \cos n\omega t + k_{pbn} \sin n\omega t) \right\} \cdot \bar{p}' \end{aligned} \quad (3.28)$$

(3.3)(3.24) 式よりこれ等の係数を定め前節と同様に付録に示すようにつぎの結果を得る、

$$\bar{p}'_{mean} = \frac{\bar{q}_{0a0}(b_2c_3 - c_2b_3) - c_1b_2\bar{q}_{0b1}}{2\{a_1(b_2c_3 - c_2b_3) - c_1b_2a_3\}} \quad (3.29)$$

$$\sqrt{\bar{p}'_{a1}^2 + \bar{p}'_{b1}^2} = \frac{\sqrt{b_2^2 + c_2^2}(a_3\bar{q}_{0a0} - a_1\bar{q}_{0b1})}{a_1(b_2c_3 - c_2b_3) - c_1b_2a_3} \quad (3.30)$$

ここで (3.28)(3.29)(3.30) 式の係数は $\xi + \sin \omega t$ の範囲によってそれぞれ与えられる定数である。

i) $\bar{\Delta}_u \geq 1$ で $\bar{\Delta}_u - 1 < \xi < \bar{\Delta}_u + 1$ の場合、

$$\bar{q}_{0a0} = 3\xi + \bar{\Delta}_u - \frac{2\theta_1}{\pi} \sin \theta_1 - \frac{2 \cos \theta_1}{\pi}$$

$$\bar{q}_{0b1} = \frac{3}{2} + \frac{\theta_1}{\pi} + \frac{\sin 2\theta_1}{2\pi}$$

$$k_{pao} = (3\bar{\Delta}_u + \xi) + \frac{2 \cos \theta_1}{\pi} + \frac{2\theta_1 \sin \theta_1}{\pi}$$

$$k_{pbl} = \frac{1}{2} - \frac{\theta_1}{\pi} - \frac{\sin 2\theta_1}{2\pi}$$

$$k_{pa2} = -\frac{1}{6\pi} \cos 3\theta_1 - \frac{1}{2\pi} \cos \theta_1$$

$$\theta_1 = \sin^{-1} \bar{\Delta}u - \xi \quad \left(-\frac{\pi}{2} \leq \theta_1 \leq \frac{\pi}{2}\right)$$

$$a_1 = \frac{1}{2} k_{pa0}$$

$$c_1 = k_{pb1}$$

$$b_2 = \frac{1}{2} (k_{pa0} + k_{pa2})$$

$$c_2 = \alpha$$

$$a_3 = \frac{1}{2} k_{pb1}$$

$$b_3 = -\alpha$$

$$c_3 = \frac{1}{2} (k_{pa0} - k_{pa2})$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{P_0} \nabla \omega}{\sqrt{2} k_0 K X_1}$$

ii) $\bar{\Delta}u < 1$ $1 - \bar{\Delta}u > \xi > 0$ の場合、

$$\bar{g}_{0a0} = \frac{2}{\pi} (\theta_2 \sin \theta_2 - \theta_1 \sin \theta_1 + \cos \theta_2 - \cos \theta_1)$$

$$\bar{g}_{0b1} = 1 + \frac{1}{\pi} (\sin 2\theta_1 + \theta_1 + \theta_2)$$

$$k_{pa0} = \frac{2}{\pi} (\theta_1 \sin \theta_1 + \theta_2 \sin \theta_2 + \cos \theta_1 + \cos \theta_2) + 2\bar{\Delta}u$$

$$k_{pb1} = \frac{1}{2\pi} (\sin 2\theta_2 - \sin 2\theta_1) + \frac{1}{\pi} (\theta_2 - \theta_1)$$

$$k_{pa2} = \frac{1}{\pi} \left\{ \sin \theta_2 \sin 2\theta_2 + \sin \theta_1 \sin 2\theta_1 \right. \\ \left. + \frac{1}{3} (\cos 3\theta_1 + \cos 3\theta_2) - \cos \theta_1 - \cos \theta_2 \right\}$$

$$\theta_1 = \sin^{-1}(\bar{\Delta}_u - \xi)$$

$$\theta_2 = \sin^{-1}(\bar{\Delta}_u + \xi)$$

$a_1, c_1, b_2, c_2, a_3, b_3, c_3, d$, について
は、i) と同じ

iii) $\bar{\Delta}_u < 1$ で $1 - \bar{\Delta}_u \leq \xi \leq 1 + \bar{\Delta}_u$ の場合
は、i) の場合の式がそのまま適用できる。

以上得られた結果から負重合案内弁の場合の
 $\bar{p}'$ をある一例について求めその傾向を示したの
が Fig. 3.11 である、これを Fig. 3.10 のダイヤを
用いないときと比べると案内弁の中立で Fig. 3.10
の場合は $\bar{p}'$ はゼロであるがダイヤを用いた Fig.
3.10 の場合は $\bar{p}'$ はゼロであるがダイヤを用いた
Fig. 3.11 の場合はたとえ $\bar{p}'_{mean}$ がゼロであって
も変動分 $\sqrt{\bar{p}'_{a1}^2 + \bar{p}'_{b1}^2}$ がある値をもっている

ことから適当なディザを用いれば不動帯が除去できることがわかる。また案内弁の中立点でのこの変動分 $\sqrt{\bar{P}_{ai}'^2 + \bar{P}_{bi}'^2}$ はディザの振幅により Fig. 3.12 のように振幅の増大とともに増加しその値が変化する。したがって不適当なディザを与えたのでは不動帯を除くことはできない。

その範囲は前の零重合案内弁の場合と同様に次式で与えられる。

$$\max |\bar{P}_{i\text{mean}} + \sqrt{\bar{P}_{ai}'^2 + \bar{P}_{bi}'^2} \sin(\omega t + \phi)| \geq \frac{F/2}{A_a} \frac{1}{P_s/2} \quad (3.31)$$

3.3 ディザによる負荷圧力の変動測定

前節で求めた負荷圧力の変動を実験的に確かめるためにその測定を行なった。

その実験装置の大略を Fig. 3.13 に示す。

すなわち案内弁スプールを直接トルクモータで駆動するようになっており、その変位を抵抗線歪ゲージで測定した。アクチュエータのピストンを固定しアクチュエータに抵抗線形の圧力変換器を取り付けてシリンダ内の圧力を測定した。

その測定結果からその平均値 $\bar{p}_{\text{mean}}$ と変動分

$$\sqrt{\bar{p}_{i a 1}^2 + \bar{p}_{i b 1}^2} \quad \text{を求めた。}$$

実験に用いた案内弁は $\Delta u = 15\mu$ 程度の負重合をもったもので、ディザを用いないときのシリンダ内の圧力 $\bar{p}_2' - \bar{p}_3' (= \bar{p}_1' - \bar{p}_4')^*$ とスプール変位 x との関係は Fig. 3.14 に示すようになった。

これから $\Delta u = 15\mu$ を推定した。しかし同図で、

* 為 I 編 (2.38) 式で $q_2 = 0$ の場合

$\bar{p}_2' - \bar{p}_3' = 0$ のときの p_2, p_3 は、 45 Kg/cm^2 程度であったので負重合は正確には対称ではないといえる。

導管、アクチュエータについての各定数はオI編のオ4章のものと同一である。

すなわち

$$P_0 = 70 \text{ Kg/cm}^2, \quad k_0 = 2.1 \times 10^3 \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \text{ Kg}^{-1/2}$$

$$V = 59 \text{ cm}^3, \quad K = 1.4 \times 10^4 \text{ Kg cm}^{-2}$$

またディザの周波数は実験装置の都合上すべて 140 C.P.S. にして実験を行なった。

スプール変位 x を $X + X_1 \sin \omega t$ のように変化した。

X_1 はつぎのように3種類の値について実験を行った。すなわち $X_1 = 19 \mu, X_1 = 26 \mu,$

$X_1 = 41 \mu$ についての実験結果および解析結果をそれぞれ Fig. 3.15, Fig. 3.16, Fig. 3.17 に示す。

また $\sqrt{\bar{p}_{1a1}^2 + \bar{p}_{1b1}^2}$ の中立点での X_1 に対する変化

と求めたのが Fig. 3.18 である。

ただし 実験値の $\bar{P}'$ は $\bar{P}_2 - \bar{P}_3$ を求め

$$\frac{P_2 - P_3}{P_0} = \frac{P'_2 - P'_3}{P_0} = \frac{P'_1 - P'_4}{P_0} = \frac{2P'_1}{P_0} = \bar{P}' \quad (3.32)$$

の換算を行なったものである。

$\bar{P}'_{\text{mean}}$ の実験値が理論値より大きくなっているのは前にも触れたように実験に用いた案内弁の重合量が対称でなかったためと考えられる。

また $\sqrt{\bar{P}'_{a1}^2 + \bar{P}'_{b1}^2}$ の実験値が理論値より小さくなっているのはつぎのような原因によると考えられる。すなわちアクチュエータのシリンダ内はたゞ油が充滿しているだけで流れていないので実験前にたとえ空気抜きを行っても空気が抜けきれずにたまっていることがありうる。そのため油の体積弾性係数 K がみかけ上小さくなってしまい、その結果 (3.27) から明らかなように $\bar{P}'$ の変動分は小さくなると考えられる。

以上の諸点を考慮するなら前節での $\bar{P}'$ について

の解析結果が実験値に近づく。

したがって案内弁サーボモータの不動帯に関する論拠が確かめられたといえよう。

3・4 結 論

電気油圧サーボ弁の静特性改善を目的としてディザが用いられているが、そのディザにより案内弁のスプールに微小振動が与えられかえって案内弁サーボモータの静特性（たとえば不動帯）に悪結果をもたらすことがあり得ることを指摘し得た。すなわち零重合案内弁サーボモータではスプールに微小振動を与えなければ元来不動帯は存在し得ない、しかし微小振動を与えると、アクチュエータのピストンを固定したときの負荷圧力の中立点圧力ゲインは負重合案内弁の場合のように有限な値になり不動帯が生じる可能性がある。

すなわち零重合案内弁サーボモータに位置の直結フィードバックをほどこしたサーボ機構でアクチュエータに F なる静摩擦力がある場合を考える。ディザによりスプールが微小振動していると案内弁の中立点よりわずかずれたところに

スプールがあるときはアクチュエータのピストンに働く差圧力はほとんどゼロで静摩擦力下打ち勝てないことがある、それゆえ入力信号によるスプールの変位がある値を越えないかぎり、Fに打ち勝つことはできず油圧サーボ機構に不動帯が生じる。

結局本章で得られた結果により案内弁サーボモータに不動帯を生じさせないようなディザによるスプールの微小振動の範囲を明らかにすることができた。

オ4章 結 論

ディザの選定に当っては、まず本来の目的であるサーボ弁の静特性改善のための条件とつぎにサーボ弁の負荷となる案内弁サーボモータにディザが与える影響による制約とが最も重要な二つの問題であろう。

オ2章で述べたように前者については、少なくとも $D_0 > F$ を満足するディザを選ぶべきであり、またスプールの速度振幅 u_{ω_1} を $4e/\pi$ より大きくするような D_0 を選んでも無意味であるという結果が得られた、また後者についてはディザによるスプールの微小振動が零重合案内弁の場合は (3.14)(3.17) 式，負重合案内弁の場合は $\varepsilon = 0$ で (3.31) 式を満足するようなものであればよいという結果が得られた。

この二つの条件を零重合の場合を例にとって同一図上に示すと Fig. 3.19 のようになり、ディザとしては少なくとも図中の斜線が施された領域

内の微小振動をスプールに与えるものでなくてはならぬが、同時に $D_0 > F$ の条件も当然満足されなければならない。^{*}

しかし、これらは最低の条件であって、他に種種考慮すべき点があり、それらについてつぎに列挙する。

i) モデル的に考えた非線形摩擦を有する2次系の摩擦力の軽減、したがって等価ダンピング比の減少、過渡応答の改善の意味からできるだけ $u\chi_1 = 4e/\pi$ の線(図中の太線)に近いものを Fig. 3.18 から選んだほうがよい。

ii) サーボ弁の寿命の点、たとえば摺動面の摩擦を考えると、だいたい摩擦量は摺動距離の総和に左右されるので、速度 $u\chi_1$ はできるだけ小さいほうが寿命が長くなる。

* 近似解を用いているため Fig. 3.19 の条件を満足していても $D_0 < F$ を満足しない場合がある。

iii) 入力としてのスプールを駆動する力の臭から周波数はできるだけ低いほうが ω_0 が小さくてすみ得である。

iv) 案内弁サーボモータのアクチュエータのピストンに現われるディザによる微小振動は、一般に成るべく小さいほうが望ましい。したがってアクチュエータに静止摩擦があるときは Fig. 3.19 で (3.17) 式を満足する細線になるべく近いほうがよく、摩擦が小さい場合は案内弁サーボモータの周波数特性を考え多くの場合なるべく高い周波数のディザを用いたほうがよい。

v) 他の構造物、種々の油圧配管などの共振周波数に注意しそれらを避けなければならない。以上の互いに相入れない条件の内から場合場合により最も適当なディザを選ぶべきである。

従来あいまいであった電気油圧サーボ機構に与えるべきディザの基準について、系の静特性改

善を目的としたディザの選定の一つの目安を求めることができた。

また本論文ではこのディザが系の動特性に与える影響、トルクモータ部の電磁気的特性に与える影響などについて触れなかったがこれらは今後に残された問題であろう。

結 論

本研究から従来あいまいであった案内弁サーボモータの高周波領域の周波数特性が明らかにされ、案内弁サーボモータの周波数特性を適確かつ簡単に表現できる記述関数が求められた。

したがって合理的なサーボモータの設計を行うことができるようになった。

また案内弁サーボモータの高周波領域の特性に深い関連をもつディザ適当な選定基準をも求めることができた。

以上得られた結果から四方案内弁を用いた油圧サーボ機構についてのかねてからの懸案であった合理的なシニセシスおよび適当なディザの選定という諸問題が解決された。

なおサーボ弁のトルクモータ部についてはまだ未解決の点が多く本論文では触れなかったがこの問題が明らかにこれれば電気油圧サーボモータの高周波領域の特性、ひいては電気油圧サーボ

弁に与えるべきディザの適当な選定基準もおのずから得られる。これらが今後の研究に残された問題であらう。

付 録

付 録 1、才 I 編 (2.26) 式

(2.23) 式を書き変えると

$$\bar{q} = \bar{x} - |\bar{x}| \bar{p}_l \quad (\text{A} \cdot 1 \cdot 1)$$

そこでスプールを $x = X_0 \sin \omega t$, すなわち

$\bar{x} = \sin \omega t$ の正弦波状に動かしたとすると $\bar{q}$ も $\bar{p}_l$ も ω またはその高調波を含んだ周期関数の和 (フーリエ級数) で表わされるであろう

それを

$$\bar{q} = \frac{\bar{q}_{a0}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{q}_{an} \cos n\omega t + \bar{q}_{bn} \sin n\omega t) \quad (\text{A} \cdot 1 \cdot 2)$$

$$\bar{p}_l = \frac{\bar{p}_{la0}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{p}_{lan} \cos n\omega t + \bar{p}_{lbn} \sin n\omega t) \quad (\text{A} \cdot 1 \cdot 3)$$

とおく, 以後添字の a は $\cos$ 成分を, b は $\sin$ 成分を表わす。

また一方 $|\bar{x}|$ すなわち $|\sin \omega t|$ のフーリエ展開を求めると

$$|\sin \omega t| = \frac{2}{\pi} \left(1 - \frac{2}{3} \cos 2\omega t - \frac{2}{15} \cos 4\omega t - \frac{2}{35} \cos 6\omega t - \dots \right) \quad (\text{A} \cdot 1 \cdot 4)$$

のようになる。

さて案内弁のほかは導管、アクチュエータおよび負荷までも含めた系が対称にできていると仮定すると $\bar{x} = \sin \omega t$ なら

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}_1(t) &= \bar{q}_1(t - \frac{2\pi}{\omega}) \\ \bar{q}_1(t - \frac{\pi}{\omega}) &= -\bar{q}_1(t) \\ \bar{x}(t - \frac{\pi}{\omega}) &= -\bar{x}(t) \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 1 \cdot 5)$$

を満足し、 $\bar{q}$ 、 $\bar{p}$ のフーリエ展開の中で定数項と、偶数次の項は消え基本波および奇数次高調波のみが残る。

それゆえ、 $|\bar{x}| \cdot \bar{p}$ はつぎのようになる。

$$\begin{aligned} |\bar{x}| \cdot \bar{p} &= \frac{2}{\pi} \left(1 - \frac{2}{3} \cos \omega t - \frac{2}{15} \cos 4\omega t - \frac{2}{35} \cos 6\omega t - \dots \right) \\ &\times \left(\bar{p}_{a1} \cos \omega t + \bar{p}_{b1} \sin \omega t + \bar{p}_{a3} \cos 3\omega t + \bar{p}_{b3} \sin 3\omega t - \dots \right) \end{aligned} \quad (A \cdot 1 \cdot 6)$$

上式の右辺の無限項の積を行ない、その基本波を求めるわけであるが、 $\bar{p}$ の高調波の振幅は基本波のそれに比べて小さいことが実験的に確かめられており、また附録で示すように解析的にも

一般に高調波が基本波に比べて小さいことがい
えている。

そこで (A・1・6) 式中 $|x|$ の4次以上の高調波,
 $\bar{p}_l$ の3次以上の高調波を省略してその基本波で
(A・1・6) 式を近似すると

$$|x| \cdot \bar{p}_l \doteq \frac{4}{3\pi} \bar{p}_{la1} \cos \omega t + \frac{8}{3\pi} \bar{p}_{lb1} \sin \omega t \quad (\text{A} \cdot 1 \cdot 7)$$

(A・1・1) (A・1・2) (A・1・3) (A・1・7) 式より
(A・1・1) 式の両辺の基波の $\sin$ 成分と $\cos$ 成
分とについて解くと

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}_{a1} &= -\frac{4}{3\pi} \bar{p}_{la1} \\ \bar{q}_{b1} &= 1 - \frac{8}{3\pi} \bar{p}_{lb1} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A} \cdot 1 \cdot 8)$$

で (2.26) 式を得る。

付 録 2

導管の取り扱い*

導管として本文才I編Fig.2.5 に示すような太さが一様な円管を考える。この円管内の油の流れは半径方向には一様な、一次元流れで油の流速は波動の伝播速度に比べて十分小さいと仮定し、流れの方向に沿って座標 x をとり、ある点の圧力を p 、体積流量を q 、管路の通路断面積を A_c 、油の比重量を γ 、油の体積弾性係数を K 、導管の単位長さ当りの流れの抵抗を r_c 、とすると導管内の圧力がすくなくとも大気圧以上であれば次式が近似的に成立するであろう。

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\gamma}{g A_c} \cdot \frac{\partial q}{\partial t} + r_c q \quad (A.2.1)$$

$$-\frac{\partial q}{\partial x} = \frac{A_c}{K} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} \quad (A.2.2)$$

* 本項については本論文末尾に掲げた文献9), 11) を参照している。

後の取り扱いの関係上圧力 p を、 $p_0/2$ を基準にとった圧力 $p' (= p - p_0/2)$ で書きなおすところになる。

$$-\frac{\partial p'}{\partial x} = \frac{\sigma}{g A_c} \cdot \frac{\partial q}{\partial t} + r_c q \quad (A.2.3)$$

$$-\frac{\partial q}{\partial x} = \frac{A_c}{K} \cdot \frac{\partial p'}{\partial t} \quad (A.2.4)$$

(A.2.3), (A.2.4) 式を x あるいは t で微分することによって p' , q についておのこの次式を得る。

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = \frac{\sigma}{g K} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + \frac{r_c A_c}{K} \frac{\partial p'}{\partial t} \quad (A.2.5)$$

$$\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} = \frac{\sigma}{g K} \frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + \frac{r_c A_c}{K} \frac{\partial q}{\partial t} \quad (A.2.6)$$

上の二式はいずれも波動方程式であり、その初期値 $p'(0, x) = 0$, $\frac{\partial p'}{\partial t}(0, x) = 0$ を仮定すれば、(A.2.5) 式を t についてラプラス変換すると次式を得る。

$$\frac{\partial^2 p'(\lambda, x)}{\partial x^2} = \lambda \left(\frac{\sigma}{g K} \lambda - \frac{r_c A_c}{K} \right) p'(\lambda, x) \quad (A.2.7)$$

(A・2・7) 式の一般解はつぎのように与えられる。

$$P'(\lambda, x) = Ae^{-\beta_c(\lambda)x} + Be^{\beta_c(\lambda)x} \quad (\text{A} \cdot 2 \cdot 8)$$

ただし A, B は積分定数

$\beta_c(\lambda)$ は伝播定数とも呼ばれるもので

$$\beta_c(\lambda) = \sqrt{\frac{A_c}{K} \lambda \left(\frac{\gamma}{g A_c} \lambda + r_c \right)}$$

(A・2・8) 式を x で微分して (A・2・3) 式に代入し次式を得る。

$$Q(\lambda, x) = \frac{1}{Z_{co}(\lambda)} (Ae^{-\beta_c(\lambda)x} - Be^{\beta_c(\lambda)x}) \quad (\text{A} \cdot 2 \cdot 9)$$

ここで

$$Z_{co}(\lambda) = \sqrt{\frac{r_c + \frac{\gamma}{g A_c} \lambda}{\frac{A_c}{K} \lambda}}$$

で特性インピーダンスとも呼ばれている。

(A・2・8), (A・2・9) 式を書き変えると

$$P'(\lambda, x) = A' \cosh \beta_c(\lambda)x + B' \sinh \beta_c(\lambda)x \quad (\text{A} \cdot 2 \cdot 10)$$

$$Q(s, x) = -\frac{1}{Z_{co}(s)} \left\{ A' \sinh \beta_c(s) x + B' \cosh \beta_c(s) x \right\} \quad (A \cdot 2 \cdot 11)$$

$$\Rightarrow \text{で } A' = A + B, \quad B' = B - A$$

いま管路の入口 ($x=0$) の圧力, 流量を $P_{ci}(s)$, $Q_{ci}(s)$, 出口 ($x=L_c$) のそれを $P_{co}(s)$, $Q_{co}(s)$, 管長を L_c , として (A・2・10), (A・2・11) に代入すると次式を得る。

$$P_{ci}(s) = P_{co}(s) \cosh \beta_c(s) L_c + Z_{co}(s) Q_{co}(s) \sinh \beta_c(s) L_c \quad (A \cdot 2 \cdot 12)$$

$$Q_{ci}(s) = Q_{co}(s) \cosh \beta_c(s) L_c + \frac{1}{Z_{co}(s)} P_{co}(s) \sinh \beta_c(s) L_c \quad (A \cdot 2 \cdot 13)$$

マトリックスの形で書きなおすと

$$\begin{bmatrix} P_{ci}(s) \\ Q_{ci}(s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh \beta_c(s) L_c & Z_{co}(s) \sinh \beta_c(s) L_c \\ \frac{1}{Z_{co}(s)} \sinh \beta_c(s) L_c & \cosh \beta_c(s) L_c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_{co}(s) \\ Q_{co}(s) \end{bmatrix} \quad (A \cdot 2 \cdot 14)$$

さて本章では案内昇サーボモータの周波数特性を求めるのが主目的であるから, $\Rightarrow$ では管路

の周波数特性を考える。そこで $s = j\omega$ とおいて上式に代入してその周波数特性を求めるのであるが、双曲線関数のまゝでは都合が悪い。

したがって双曲線関数を級数展開して近似すること考える。

さて $\cosh \beta_c(j\omega)L_c$, $\sinh \beta_c(j\omega)L_c$ はつぎのように展開される。

$$\cosh \beta_c(j\omega)L_c = 1 + \frac{\{\beta_c(j\omega)L_c\}^2}{2!} + \frac{\{\beta_c(j\omega)L_c\}^4}{4!} + \dots \quad (A.2.15)$$

$$\sinh \beta_c(j\omega)L_c = \beta_c(j\omega)L_c \left[1 + \frac{\{\beta_c(j\omega)L_c\}^2}{3!} + \frac{\{\beta_c(j\omega)L_c\}^4}{5!} + \dots \right] \quad (A.2.16)$$

ここで級数の何項目までをとって近似すべきかという問題がある。本研究ではサーボ弁などを用いた高速油圧サーボ機構を対象にして考えているので L_c , A_c , r_c , δ , K , ω などにはおのずからそこにある範囲がある。

導管の長さ L_c は、サーボ弁直結形のものではせ

いせい 10 cm 位かそれ以下であろう。

導管の通路断面積 A_c は $\pi \times 0.6^2 / 4 \sim \pi \times 0.8^2 / 4$ cm^2

程度であろう。

油は一般に作動油が用いられサーボ弁には普通粘性の低いものを選ばれる。本研究では Daphne-Hydraulic Fluid 44 を用いた。その体積弾性係数 K はほぼ 1.4×10^4 Kg / cm^2 程度、比重量は、 0.87×10^{-3} Kg / cm^3 動粘性係数は 40°C で約 0.35 cm^2 / sec (ストークス) である。

したがって導管の単位長当りの流れの抵抗 r_c を Hagen-Poiseuille の法則から推定するとなぜのようになる。

円管内径 0.8 cm の場合

$$r_c = \frac{8\eta \cdot \pi L}{g A_c^2} = 3.8 \times 10^{-5} \text{ Kg sec cm}^{-6}$$

円管内径 0.6 cm の場合

$$r_c = 1.2 \times 10^{-4} \text{ Kg sec cm}^{-6}$$

一方内径 0.6 cm の銅パイプを用いた池辺⁶⁾の

実験結果からも r_c は、ほぼ 1×10^{-4} の order であることが確かめられている。たゞしこのときの最大の流量は $160 \text{ cm}^3 / \text{sec}$ でレイノルズ数は 1×10^3 結局 r_c としては $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 程度であろうと推定される。

また周波数範囲を実用的見地から一応 $\omega / 2\pi = 0 \sim 500 \text{ cps}$ 位にとって (A.2.15), (A.2.16) 式の第2項に上述の数値を代入してその絶対値を求めて見ると、

$$\begin{aligned} \left| \left\{ \beta_c(j\omega) \cdot L_c \right\}^2 \right| &= \left| \frac{\omega A_c L_c^2}{K} \left(j r_c - \frac{\omega r}{g A_c} \right) \right| \\ &= \sqrt{\left(\frac{A_c r_c L_c^2 \omega}{K} \right)^2 + \left(\frac{r}{g K} \omega^2 L_c^2 \right)^2} \\ &< 0.05 \quad (\text{A.2.17}) \end{aligned}$$

となり 1 に比べて十分小さいことがいえるから2項以下を省略してべきの近似を用いる。

$$\cosh \beta_c(j\omega) L_c \doteq 1 \quad (\text{A.2.18})$$

$$\sinh \beta_c(j\omega) L_c \doteq \beta(j\omega) L_c \quad (\text{A.2.19})$$

したがって (A・2・14) 式は次式のように書ける。

$$\begin{bmatrix} P_{ci}'(s) \\ Q_{ci}(s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & Z_{co}(s)\beta(s)L_c \\ \frac{\beta(s)L_c}{Z_{co}(s)} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_{co}'(s) \\ Q_{co}(s) \end{bmatrix} \quad (A \cdot 2 \cdot 20)$$

付 録 3

$$q_{1a1} = q_{4b1}, \quad q_{1a1} = q_{4a1}, \quad q_{1a0} = q_{4a0} = 0$$

$$p_{1a1} = p_{4a4}, \quad p_{1b1} = -p_{4b1}, \quad p_{1a0} = p_{4a0} = P_4/2$$

について。

本論文では過渡応答は取り扱われておらず、定常的である周波数応答のみが取り扱われている。

したがって油圧サーボモータの構造が対称な場合、角周波数 ω のときの周波数応答については負荷ポートのときの圧力 p_1 と p_4 、および出力流量 q_1 と q_4 の間に次の式が成立する。

すなわち $x = X_0 \sin \omega t$ とすると

$$q_1(t) = -q_4(t + \frac{\pi}{\omega}) \quad (A.3.1)$$

$$p_1(t) = p_4(t + \frac{\pi}{\omega}) \quad (A.3.2)$$

またアクチュエータのピストンの平均的位置およびアクチュエータのシリンダ内の^{平均}圧力は変化しないはずであるから

$$q_{1a0} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} q_1(t) d(\omega t) = 0 \quad (A.3.3)$$

$$q_{4a0} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} q_4(t) d(\omega t) = 0 \quad (A.3.4)$$

つぎに q_1 の基本波の $\sin$ 成分 q_{1b1} については

$$\begin{aligned} q_{1b1} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} q_1(t) \sin \omega t \, d(\omega t) \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} -q_4\left(t + \frac{\pi}{\omega}\right) \sin \omega t \, d(\omega t) \end{aligned}$$

$$t + \frac{\pi}{\omega} = \tau \quad \text{とおく}$$

$$\begin{aligned} q_{1b1} &= \frac{1}{\pi} \int_{\pi}^{3\pi} -q_4(\tau) \sin(\omega\tau - \pi) \, d(\omega\tau) \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{\pi}^{3\pi} q_4(\tau) \sin \omega\tau \, d(\omega\tau) \\ &= q_{4b1} \end{aligned}$$

$$\therefore q_{1b1} = q_{4b1} \quad (\text{A.3.5})$$

同様にして

$$q_{1a1} = q_{4a1} \quad (\text{A.3.6})$$

$$p_{1b1} = -p_{4b1} \quad (\text{A.3.7})$$

$$p_{1a1} = -p_{4a1} \quad (\text{A.3.8})$$

また p_1 の平均圧力 $p_{1\text{mean}}$ は

$$\begin{aligned} p_{1\text{mean}} &= \frac{1}{2} p_{1a0} \\ &= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} p_1(t) \, d(\omega t) \end{aligned}$$

p_4 の平均圧力 $p_{4\text{mean}}$ は

$$\begin{aligned} p_{4\text{mean}} &= \frac{1}{2} p_{4a0} \\ &= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} p_4(t) \, d(\omega t) \end{aligned}$$

系が対称ならば

$$P_{1\text{ mean}} = P_{4\text{ mean}} \quad (\text{A} \cdot 3 \cdot 9)$$

でなければならない。

さて負荷ポート 1 (負荷ポート 4 でも同じである) について注目する。

このポートは $\bar{x} = \sin \omega t > 0$ の半周期の間は給油ポートに通じていて両ポート間の圧力差の平均値は、 $P_s - P_{1\text{ mean}}$ になり、 $\bar{x} = \sin \omega t < 0$ の半周期の間はもとリポートに通じていて両ポート間の圧力差の平均値は $P_{1\text{ mean}}$ となる。その間それぞれの半周期について制御オリフィスの開きは $|\sin \omega t|$ となり同じように変化している。それゆえ (A・3・3), (A・3・4) 式が成立するためには $P_s - P_{1\text{ mean}} = P_{1\text{ mean}}$ でなければならない。

$$\therefore P_{1\text{ mean}} = \frac{P_s}{2} \quad (\text{A} \cdot 3 \cdot 10)$$

(A・3・9), (A・3・10) 式より

$$P_{1\text{ mean}} = P_{4\text{ mean}} = \frac{P_s}{2}$$

結局 $p_{1a0} = p_{4a0} = \frac{p_0}{2}$ (A.3.11)

したがって、本文中の $p_0/2$ を基準にした圧力 p'_1, p'_4 については

$$p'_{1a1} = p'_{4a1}, p'_{1b1} = p'_{4b1}, p'_{1a0} = p'_{4a0} = 0$$

が成立する。

付 録 4

$\bar{P}_l$ の大きさと解析結果の適用範囲についての検討

負荷圧力 $|\bar{P}_l|$ が 1 を越える場合には負荷ポートのところの圧力 P_l (または P_4) は $-1 \text{ kg/cm}^2 \text{ gauge}$ に近くなり $-1 \text{ kg/cm}^2 \text{ gauge}$ よりは絶対にさがらない。そのとき反対側の負荷ポートのところの圧力 P_4 (または P_l) が $P_0 \text{ kg/cm}^2 \text{ gauge}$ よりも高くなってもなんら矛盾はない。

しかるに本文 2.3.3 導管、アクチュエータおよび負荷の系の項においてはこれらの系を線形として取り扱っているため、 $|\bar{P}_l| > 1$ のときは、 P_l (または P_4) は数学的には $-1 \text{ kg/cm}^2 \text{ gauge}$ より小さくなりうる。

しかしこれは上述の物理的考察により起り得ないことであり、線形の範囲外になる。

したがって $|\bar{P}_l| > 1$ の範囲では 2.3.3 の解析を用いることは出来ない。

そこで本論文ではすべて2.3.3の項の結果を用いているので $\bar{P}_l$ が1を越えるか越えないかについて検討することが必要である。

1). 純慣性負荷のみの場合 ($D_l=0, D_e=0$)
 $|\bar{P}_l|$ が1を越えることはないという仮定のもとに次式が本文(2.46)(2.60)式より得られる。

$$F(j\omega) = \frac{\bar{Q}_l(j\omega)}{\bar{P}_l(j\omega)} = \frac{\sqrt{2P_s} A_a^2}{k_0 X_0} \cdot \frac{1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}}{j\omega(M_l + 2M_e)} \quad (A.4.1)$$

$\omega = \omega_n$ の共振時では

$$\bar{Q}_l(j\omega) = 0 \quad (A.4.2)$$

一方四方案内弁の負荷圧力-出力流量特性線図または本文(2.7)~(2.21)式より明らかのように、 $\bar{x} = \sin \omega t$ で(A.4.2)が常時成立するためには

$$1 - \text{sgn}(\sin \omega t) \bar{P}_l = 0 \quad (A.4.3)$$

が成立しなければならない。

したがって負荷圧力 $\bar{p}_e$ は、振幅 1 の矩形波状に変化し、“その大きさは 1 を越えない”。このときの $\bar{p}_e$ の基本波の振幅は $\frac{4}{\pi}$ である。

また本文 (2.57), (2.60) 式より $\omega = \omega_n$ のときの $\bar{p}_e$ の基本波の振幅 $\sqrt{\bar{p}_{eai}^2 + \bar{p}_{ebi}^2}$ を求めると

$$\omega = \omega_n \text{ において } \sqrt{\bar{p}_{eai}^2 + \bar{p}_{ebi}^2} = \frac{3\pi}{8} \quad (\text{A.4.4})$$

となり共に $|\bar{p}_e|$ があたかも 1 を越えている場合があるかのように見えるが、これらは本文 (2.) 式などの近似計算の手順の相異によるものである。

以上は $\omega = \omega_n$ のときについてである。さらに $\omega \neq \omega_n$ のときについてであるが、 $\omega \neq \omega_n$ のときについて検討を行なう。

(A.4.1) 式より

$$\operatorname{Re} F(j\omega) = 0 \quad (\text{A.4.5})$$

ゆえに本文 (2.57) 式より

$$\sqrt{\bar{p}_{eai}^2 + \bar{p}_{ebi}^2} = \frac{\sqrt{|F(j\omega)|^2 + \frac{16}{9\pi^2}}}{|F(j\omega)|^2 + \frac{32}{9\pi^2}} \quad (\text{A.4.6})$$

$\omega = \omega_n$ のとき $F(j\omega) = 0$ で

$$\sqrt{\bar{p}_{la}^2 + \bar{p}_{lb}^2} = \frac{3\pi}{8} \quad (A.4.7)$$

したがって (A.4.6) と (A.4.7) の比をとると

$$\frac{\sqrt{|F(j\omega)|^2 + \frac{16}{9\pi^2}}}{|F(j\omega)|^2 + \frac{32}{9\pi^2}} \bigg/ \frac{3\pi}{8} = \frac{\sqrt{1 + \frac{9\pi^2}{16} |F(j\omega)|^2}}{1 + \frac{9\pi^2}{32} |F(j\omega)|^2} \quad (A.4.8)$$

(A.4.8) において

$$N(|F(j\omega)|^2) = \sqrt{1 + \frac{9\pi^2}{16} |F(j\omega)|^2} \quad (A.4.9)$$

$$D(|F(j\omega)|^2) = 1 + \frac{9\pi^2}{32} |F(j\omega)|^2 \quad (A.4.10)$$

において N と D の大きさを比べる.

$$|F(j\omega)|^2 = 0 \quad \text{で} \quad N = D = 1$$

N の $|F(j\omega)|^2 = 0$ における $|F(j\omega)|^2$ につい

$$\text{ての微分} \quad dN/d|F(j\omega)|^2 = \frac{9\pi^2}{32}$$

それゆえ横軸に $|F(j\omega)|^2$ をとり, 縦軸に N, D をとって図1に示すとすると

D は N の $|F(j\omega)|^2 = 0$ における接線の方程式となり, また N は上に凸な曲線であるから

$|F(j\omega)|^2 \neq 0$ ではつねに $D > N$ が成立
つことが明らかである。

結局 $\sqrt{\bar{p}_{ea}^2 + \bar{p}_{eb}^2}$ は $\omega = \omega_n$ のとき最大にな
ることがわかる。

このときでも (A.4.3) 式から実際には負荷圧
力 $|\bar{p}_e|$ の最大値は 1 を越えていないことがわか
っているので、 $\omega \neq \omega_n$ のときはさらにそれ以下
になることが以上の結果から想像できる。

したがってたとえ本文 (2.57) 式で $\sqrt{\bar{p}_{ea}^2 + \bar{p}_{eb}^2}$
が 1 より大きくなるような場合でもそれは基本
波成分についてのみ考えた近似計算の誤差によ
るものであり、2.3.3 の導管、アクチュエータ
および負荷の系についての解析の適用範囲を逸
脱していることにはならない。

2). 慣性負荷と粘性負荷の場合

本文 (2.57) 式より

$$\sqrt{\bar{p}_{ea}^2 + \bar{p}_{eb}^2} = \frac{\sqrt{|F(j\omega)|^2 + \frac{8}{3\pi} \operatorname{Re} F(j\omega) + \frac{16}{9\pi^2}}}{|F(j\omega)|^2 + \frac{4}{\pi} \operatorname{Re} F(j\omega) + \frac{32}{9\pi^2}} \quad (\text{A.4.11})$$

純慣性負荷のときの $\sqrt{\bar{P}_{ea}^2 + \bar{P}_{eb}^2}$ の最大値 $3\pi/8$

との比をとると

$$\sqrt{\bar{P}_{ea}^2 + \bar{P}_{eb}^2} / \frac{3\pi}{8} = \frac{\sqrt{\frac{9\pi^2}{16} |F(j\omega)|^2 + \frac{3}{2} \pi \operatorname{Re} F(j\omega) + 1}}{\frac{9\pi}{32} |F(j\omega)|^2 + \frac{9}{8} \pi \operatorname{Re} F(j\omega) + 1} \quad (A \cdot 4 \cdot 12)$$

(A・4・12) の分子を N , 分母を D とおくと

$$N = \sqrt{1 + \frac{9\pi^2}{16} |F(j\omega)|^2 + \frac{3\pi}{2} \operatorname{Re} F(j\omega)} \quad (A \cdot 4 \cdot 13)$$

$$D = 1 + \frac{9\pi^2}{32} |F(j\omega)|^2 + \frac{9\pi}{8} \operatorname{Re} F(j\omega) \quad (A \cdot 4 \cdot 14)$$

$\operatorname{Re} F(j\omega) = 0$ のときは (A・4・9), (A・4・10) 式

となり $N \leq D \quad (A \cdot 4 \cdot 15)$

$\operatorname{Re} F(j\omega) > 0$ のとき

前と同様に $\operatorname{Re} F(j\omega)$ を横軸に, N と D をそれ

ぞれ縦軸にとり $|F(j\omega)|$ をパラメータにして

(A・4・13), (A・4・14) の両式を図すると, D は傾斜が $\frac{9\pi}{8}$ で, 縦軸に $1 + \frac{9\pi^2}{32} |F(j\omega)|^2$ で交わる直線になる。

つぎに $\operatorname{Re} F(j\omega) = 0$ における $dN/d\{\operatorname{Re} F(j\omega)\}$ を求めると

$$\frac{dN}{d\{\operatorname{Re} F(j\omega)\}} = \frac{6\pi/8}{\sqrt{1 + \frac{9\pi^2}{16} |F(j\omega)|^2}} \quad (\text{A} \cdot 4 \cdot 16)$$

(A・4・16) 式は N の曲線の $\operatorname{Re} F(j\omega) = 0$ における接線の傾斜をあらわしているが、これが D の直線の傾斜 $9\pi/8$ より小さいことは明らかである。

また縦軸との交点は (A・4・15) より必ず N の曲線の場合の方が D の直線の場合の方より下になる。 $\operatorname{Re} F(j\omega) = 0$ のときは同じ位置になる。

以上の事項から

$\operatorname{Re} F(j\omega) > 0$ の範囲では必ず

$$N \leq D$$

が成立することがいえる。

したがってこの場合も 1) の $\omega \neq \omega_n$ のときと同様なことがいえる。

$\operatorname{Re} F(j\omega) < 0$ のとき

本文 (2・60) 式より

$$|F(j\omega)|^2 = \left(\frac{\sqrt{2P_0} A a^2}{k_0 X_0} \right)^2 \frac{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\zeta'\omega}{\omega_n}\right)^2}{(D_e + 2D_e)^2 + \omega^2(M_e + 2M_e)^2} \quad (\text{A} \cdot 4 \cdot 17)$$

$$\operatorname{Re} F(j\omega) = \frac{\sqrt{2P_o} A_a^2}{k_o X_o} \cdot \frac{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}\right)^2 (D_l + 2D_e) + \frac{2\zeta\omega(M_l + 2M_e)}{\omega_n} \omega^2}{(D_l + 2D_e)^2 + \omega^2 (M_l + 2M_e)^2}$$

(A・4・18)

$\operatorname{Re} F(j\omega)$ が負になる可能性があるのは (A・4・17) 式より少なくとも ω が ω_n より大きくなった場合である。

このとき (A・4・13), (A・4・14) 式の N と D との大小関係については一概にいけないが ω が非常に大きくなると (A・4・17), (A・4・18) 式より

$$|F(j\omega)|^2 \gg \operatorname{Re} F(j\omega) \quad \text{となり}$$

$$|F(j\omega)|^2 \text{ は無限大に近づく}$$

したがってそのときの $\sqrt{P_{la1} + P_{lb1}^2}$ は (A・4・12) 式よりわかるように零に近づき、当然ながらその値は 1 より小さい。

また一方サーボ機構の負荷としては粘性負荷より慣性負荷の方が主となり、また導管の抵抗などはできるだけ小さくするのが常識であるそれゆえその負荷の条件はほゞ 1) の場合に近くな

る。

以上の諸点を考慮すれば四方案内弁サーボモータの負荷圧力の絶対値 $|\bar{p}|$ は 1 を越すことはなく、本文 (2.57) 式より求まる $\sqrt{\bar{p}_{ai}^2 + \bar{p}_{bi}^2}$ が 1 を越すのは単なる近似の誤差であり、本論文で得られた結果は ω のすべての範囲で成立つと考えられる。

付録5 (A・1・6) 式の積における高調波
に対する検討

$\bar{p}_\ell$ の5次の高調波まで考えて (A・1・6) 式を書きなおすと

$$|\bar{x}| \cdot \bar{p}_\ell = \frac{2}{\pi} \left(1 - \frac{2}{3} \cos 2\omega t - \frac{2}{15} \cos 4\omega t - \frac{2}{35} \cos 6\omega t \right) \\ \times \left(\bar{p}_{\ell a1} \cos \omega t + \bar{p}_{\ell b1} \sin \omega t + \bar{p}_{\ell a3} \cos 3\omega t + \bar{p}_{\ell b3} \sin 3\omega t \right. \\ \left. + \bar{p}_{\ell a5} \cos 5\omega t + \bar{p}_{\ell b5} \sin 5\omega t \right) \quad (\text{A} \cdot 5 \cdot 1)$$

上式の積から $|\bar{x}| \cdot \bar{p}_\ell$ の基本波, 3次, 5次の高調波を求め (A・1・1)(A・1・2) 式に代入すると次式が得られる.

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}_{1a1} &= -\frac{4}{\pi} \left(\frac{1}{3} \bar{p}_{\ell a1} - \frac{1}{5} \bar{p}_{\ell a3} - \frac{1}{21} \bar{p}_{\ell a5} \right) \\ \bar{q}_{1b1} &= 1 - \frac{8}{3\pi} \left(\bar{p}_{\ell b1} - \frac{1}{5} \bar{p}_{\ell b3} - \frac{1}{35} \bar{p}_{\ell b5} \right) \\ \bar{q}_{1a3} &= -\frac{2}{\pi} \left(-\frac{2}{5} \bar{p}_{\ell a1} + \frac{34}{35} \bar{p}_{\ell a3} - \frac{1}{3} \bar{p}_{\ell a5} \right) \\ \bar{q}_{1a5} &= -\frac{2}{\pi} \left(-\frac{2}{21} \bar{p}_{\ell a1} - \frac{1}{3} \bar{p}_{\ell a3} + \bar{p}_{\ell a5} \right) \\ \bar{q}_{1b5} &= -\frac{2}{\pi} \left(-\frac{4}{105} \bar{p}_{\ell b1} - \frac{1}{3} \bar{p}_{\ell b3} + \bar{p}_{\ell b5} \right) \end{aligned} \right\} (\text{A} \cdot 5 \cdot 2)$$

一方 (A・1・2), I 編 (2・46) 式より (2・53)(2・54) 式に相当する式を求めるとつぎのようになる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}_{1a1} &= \operatorname{Re} F(j\omega) \bar{p}_{1a1} + \operatorname{Im} F(j\omega) \bar{p}_{1b1} \\ \bar{q}_{1b1} &= \operatorname{Re} F(j\omega) \bar{p}_{1b1} - \operatorname{Im} F(j\omega) \bar{p}_{1a1} \\ \bar{q}_{1a3} &= \operatorname{Re} F(j3\omega) \bar{p}_{1a3} + \operatorname{Im} F(j3\omega) \bar{p}_{1b3} \\ \bar{q}_{1b3} &= \operatorname{Re} F(j3\omega) \bar{p}_{1b3} - \operatorname{Im} F(j3\omega) \bar{p}_{1a3} \\ \bar{q}_{1a5} &= \operatorname{Re} F(j5\omega) \bar{p}_{1a5} + \operatorname{Im} F(j5\omega) \bar{p}_{1b5} \\ \bar{q}_{1b5} &= \operatorname{Re} F(j5\omega) \bar{p}_{1b5} - \operatorname{Im} F(j5\omega) \bar{p}_{1a5} \end{aligned} \right\} (A \cdot 5 \cdot 3)$$

つぎに $F(j\omega)$ についてであるがこゝでは一番条件が悪いと考えられる $D_l = 0$, $D_e = 0$ の場合について高調波を求めてみる。

が I 編 (2・60) 式より

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{Re} F(j\omega) &= 0 \\ \operatorname{Im} F(j\omega) &= -\frac{\sqrt{2} P_0 A a^2}{k_0 \sqrt{P_0} X_0 \omega_n (M_l + 2M_e)} \cdot \frac{1-u^2}{u} \end{aligned} \right\} (A \cdot 5 \cdot 4)$$

こゝで $u = \frac{\omega}{\omega_n}$ で無次元角周波数、また

$\operatorname{Im} F(j\omega)$ を $\beta(u)$ と書くとつぎの連立方程式が得られる。

$$\begin{pmatrix} \frac{4}{3\pi} \beta(u) & -\frac{4}{5\pi} & 0 & -\frac{4}{21\pi} & 0 \\ -\beta(u) & \frac{8}{3\pi} & 0 & -\frac{8}{15\pi} & 0 & -\frac{8}{105\pi} \\ -\frac{4}{5\pi} & 0 & \frac{68}{35\pi} \beta(3u) & -\frac{2}{3\pi} & 0 \\ 0 & -\frac{8}{15\pi} & -\beta(3u) & \frac{72}{35\pi} & 0 & -\frac{2}{3\pi} \\ -\frac{4}{21\pi} & 0 & -\frac{2}{3\pi} & 0 & \frac{2}{\pi} & \beta(5u) \\ 0 & -\frac{8}{105\pi} & 0 & -\frac{2}{3\pi} & -\beta(5u) & \frac{2}{\pi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{p}_{a1} \\ \bar{p}_{b1} \\ \bar{p}_{a3} \\ \bar{p}_{b3} \\ \bar{p}_{a5} \\ \bar{p}_{b5} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

(A.5.5)

オ I 編 4.2 節の定数を用いその一例について、

$\bar{p}_e$ の基本波と 3 次の高調波の振幅の比を求めて

みると次表のようになる。

u	$\sqrt{\bar{p}_{a3}^2 + \bar{p}_{b3}^2} / \sqrt{\bar{p}_{a1}^2 + \bar{p}_{b1}^2}$
1/3	0.42
1	0.036
2	0.018

上表から明らかなように、 u が $1/3$ のときは
多少近似が悪くなるかもしれぬが全般的に 3 次
の高調波が基本波に比べて小さいと考えるても良
いであろう。

付録6. 才Ⅱ編(3.9)(3.10)式

$\bar{x} = \xi + \sin \omega t$ であるとき $|\bar{x}|$ のフーリエ展開を求める。

i) $\xi > 1$ の場合

このときは負荷ポート1は常に給油ポートに通じていることになる。それゆえ p_1 は必ず p_0 に、 p_4 は0に等しくなり(たゞしピストンは固定)不動帯はなくなるのではぶく

ii) $\xi < 1$ の場合

$\xi = \sin \theta$ とすると

$|\bar{x}|$ はつぎのようになる。

$$0 < \omega t < \pi + \Delta \quad |\bar{x}| = \xi + \sin \omega t$$

$$\pi + \Delta < \omega t < 2\pi - \Delta \quad |\bar{x}| = -(\xi + \sin \omega t)$$

$$2\pi - \Delta < \omega t < 2\pi \quad |\bar{x}| = \xi + \sin \omega t$$

$|\bar{x}|$ のフーリエ展開をつぎのように書く

$$|\bar{x}| = \frac{\bar{x}_{a0}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{x}_{an} \cos n\omega t + \bar{x}_{bn} \sin n\omega t)$$

(A.6.1)

したがって

$$\bar{x}_{a0} = \frac{4}{\pi} (\theta_1 \xi + \cos \theta_1)$$

$$\bar{x}_{a1} = 0$$

$$\bar{x}_{a2} = \frac{2}{\pi} (\xi \sin 2\theta_1 - \cos \theta_1 + \frac{1}{3} \cos 3\theta_1)$$

$$\bar{x}_{b1} = \frac{2}{\pi} (\xi \cos \theta_1 + \theta_1)$$

$$\bar{x}_{b2} = 0$$

一方 $\bar{p}'$ を次式で表わす、

$$\bar{p}' = \frac{\bar{p}'_{a0}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{p}'_{an} \cos n\omega t + \bar{p}'_{bn} \sin n\omega t) \quad (A \cdot 6 \cdot 2)$$

ゆえに

$$\begin{aligned} |\bar{x}| \cdot \bar{p}' &= \left\{ \frac{\bar{x}_{a0}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{x}_{an} \cos n\omega t + \bar{x}_{bn} \sin n\omega t) \right\} \\ &\times \left\{ \frac{\bar{p}'_{a0}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{p}'_{an} \cos n\omega t + \bar{p}'_{bn} \sin n\omega t) \right\} \quad (A \cdot 6 \cdot 3) \end{aligned}$$

(A・6・3)式でそれぞれの高次のフーリエ係数は低次のものに比べて小さいので、それらの積の項を省略し、上式の積の結果の平均と基本波のみで上式を近似すると

$$\begin{aligned} |\bar{x}| \cdot \bar{p}' &\div \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \bar{x}_{a0} \bar{p}'_{a0} + \bar{x}_{a1} \bar{p}'_{a1} + \bar{x}_{b1} \bar{p}'_{b1} \right) \\ &+ (\text{次頁へ続く}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2} (\bar{x}_{a0} \bar{p}'_{1a1} + \bar{x}_{a1} \bar{p}'_{1a0} + \bar{x}_{a2} \bar{p}'_{1a1} + \bar{x}_{b2} \bar{p}'_{1b1}) \cos \omega t \\
& + \frac{1}{2} (\bar{x}_{a0} \bar{p}'_{1b1} + \bar{x}_{b1} \bar{p}'_{1a0} + \bar{x}_{b2} \bar{p}'_{1a1} - \bar{x}_{a2} \bar{p}'_{1b1}) \sin \omega t
\end{aligned}
\tag{A.6.4}$$

また本文才Ⅱ編(3.8)式より

$$\bar{q}_1 = \bar{x} - |\bar{x}| \bar{p}'_1 \tag{A.6.5}$$

$$\bar{q}_1 = \frac{\sqrt{P_0} \nabla}{\sqrt{2} k_0 X_1 K} \cdot \frac{d\bar{p}'_1}{dt} \tag{A.6.6}$$

したがって

$$\bar{q}_1 = \frac{\sqrt{P_0} \nabla}{\sqrt{2} k_0 K X_1} \sum_{n=1}^{\infty} (-\bar{p}'_{1an} n \omega \sin n \omega t + \bar{p}'_{1bn} n \omega \cos n \omega t) \tag{A.6.7}$$

$$\begin{aligned}
\bar{q}_1 = & \xi - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \bar{x}_{a0} \bar{p}'_{1a0} + \bar{x}_{a1} \bar{p}'_{1a1} + \bar{x}_{b1} \bar{p}'_{1b1} \right) \\
& - \frac{1}{2} (\bar{x}_{a0} \bar{p}'_{1a1} + \bar{x}_{a1} \bar{p}'_{1a0} + \bar{x}_{a2} \bar{p}'_{1a1} + \bar{x}_{b2} \bar{p}'_{1b1}) \cos \omega t \\
& - \frac{1}{2} (\bar{x}_{a0} \bar{p}'_{1b1} + \bar{x}_{b1} \bar{p}'_{1a0} + \bar{x}_{b2} \bar{p}'_{1a1} - \bar{x}_{a2} \bar{p}'_{1b1} - 2) \sin \omega t
\end{aligned}
\tag{A.6.8}$$

(A.6.7)(A.6.8)式より $\bar{p}'_{1a0}, \bar{p}'_{1a1}, \bar{p}'_{1b1}$ について次式を得る。

$$\begin{bmatrix} a_1 & 0 & C_1 \\ 0 & b_2 & C_2 \\ a_3 & b_3 & C_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{P}'_{a0} \\ \bar{P}'_{a1} \\ \bar{P}'_{b1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \xi \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (A.6.9)$$

$a_1, C_1, \text{-----}, b_3, C_3$ については本文に示してある。

上式の解として本文オII編の(3.9), (3.10)式が得られる。

付録7. オ II 編 (3.29)(3.30) 式

$\bar{x} = \xi + \sin \omega t$ で系が対称であれば、 $\xi > 0$ だけ求めておけばよい。 $\xi < 0$ なら得られた結果の逆符号になる。

i) $\Delta u < 1$ で $\Delta u - 1 < \xi < \Delta u + 1$ の場合

いま一般的に $\bar{q}_1 = \bar{q}_0 - k_p \bar{p}_l$ (A.7.1)

と書くと、

$$-\pi < \omega t < \theta_1$$

$$\bar{q}_0 = 2\xi + 2\sin \omega t$$

$$k_p = 2\Delta u$$

$$\theta_1 < \omega t < \pi - \theta_1$$

$$\bar{q}_0 = \xi + \sin \omega t + \Delta u$$

$$k_p = \xi + \sin \omega t + \Delta u$$

$$\pi - \theta_1 < \omega t < \pi$$

$$\bar{q}_0 = 2\xi + 2\sin \omega t$$

$$k_p = 2\Delta u$$

$$\text{ただし } \theta_1 = \sin^{-1}(\Delta u - \xi)$$

上記の $\bar{q}_0$ と k_p のフーリエ展開を求めると

$$\bar{q}_{0a0} = 3\xi + \Delta u - \frac{2\theta_1}{\pi} \sin \theta_1 - \frac{2\cos \theta_1}{\pi}$$

$$\bar{q}_{0a1} = 0$$

$$\bar{q}_{0b1} = \frac{3}{2} + \frac{\theta_1}{\pi} + \frac{\sin 2\theta_1}{2\pi}$$

$$k_{pa0} = 3\bar{\Delta}_u + \xi + \frac{2\cos\theta_1}{\pi} + \frac{2\theta_1 \sin\theta_1}{\pi}$$

$$k_{pa1} = 0$$

$$k_{pb1} = \frac{1}{2} - \frac{\theta_1}{\pi} - \frac{\sin 2\theta_1}{2\pi}$$

$$k_{pa2} = -\frac{1}{6\pi} \cos 3\theta_1 - \frac{1}{2\pi} \cos \theta_1$$

$$k_{pb2} = 0$$

ii) $\bar{\Delta}_u < 1$ で $1 - \bar{\Delta}_u > \xi > 0$ の場合.

$$-\pi < \omega t < -\pi + \theta_2 \quad \bar{q}_0 = 2\xi + 2\sin \omega t$$

$$k_p = 2\bar{\Delta}_u$$

$$-\pi + \theta_2 < \omega t < -\theta_2 \quad \bar{q}_0 = \xi + \sin \omega t - \bar{\Delta}_u$$

$$k_p = -\xi - \sin \omega t + \bar{\Delta}_u$$

$$-\theta_2 < \omega t < \theta_1 \quad \bar{q}_0 = 2\xi + 2\sin \omega t$$

$$k_p = 2\bar{\Delta}_u$$

$$\theta_1 < \omega t < \pi - \theta_1 \quad \bar{q}_0 = \xi + \sin \omega t + \bar{\Delta}_u$$

$$k_p = \xi + \sin \omega t + \bar{\Delta}_u$$

$$\pi - \theta_1 < \omega t < \pi \quad \bar{q}_0 = 2\xi + 2\sin \omega t$$

$$k_p = 2 \bar{\Delta}_u$$

$$\text{ただし } \theta_1 = \sin^{-1}(\bar{\Delta}_u - \xi)$$

$$\theta_2 = \sin^{-1}(\bar{\Delta}_u + \xi)$$

上記の $\bar{g}_0$ と k_p のフーリエ展開を求めると

$$\bar{g}_{0a0} = \frac{2}{\pi}(\theta_2 \sin \theta_2 - \theta_1 \sin \theta_1 - \cos \theta_2 - \cos \theta_1) + 2\xi$$

$$\bar{g}_{0a1} = 0$$

$$\bar{g}_{0b1} = 1 + \frac{1}{\pi}(\sin 2\theta_1 + \theta_1 + \theta_2)$$

$$k_{pa0} = \frac{2}{\pi}(\theta_1 \sin \theta_1 + \theta_2 \sin \theta_2 + \cos \theta_1 + \cos \theta_2) + 2\bar{\Delta}_u$$

$$k_{pa1} = 0$$

$$k_{pb1} = \frac{1}{2\pi}(\sin 2\theta_2 - \sin 2\theta_1) + \frac{1}{\pi}(\theta_2 - \theta_1)$$

$$k_{pa2} = \frac{1}{\pi} \left\{ \sin \theta_2 \sin 2\theta_2 + \sin \theta_1 \sin 2\theta_1 \right. \\ \left. + \frac{1}{3}(\cos 3\theta_1 + \cos 3\theta_2) - \cos \theta_1 - \cos \theta_2 \right\}$$

$$k_{pb2} = 0$$

iii) $\bar{\Delta}_u < 1$ で $1 - \bar{\Delta}_u \leq \xi \leq 1 + \bar{\Delta}_u$ の場合

は、i) の場合の式がそのまま通用できる。

さて $\bar{p}_e'$ をフーリエ展開を (A.6.2) のように書き、これを才Ⅱ編 (3.28) 式に代入して $\bar{q}_i$ の平均値と基本波の振幅を前と同様にしておくと

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}_{iao} &= \bar{q}_{oao} - k_{pb1} \bar{p}'_{ia1} - \frac{1}{2} k_{pao} \bar{p}'_{iao} \\ \bar{q}_{ia1} &= -\frac{1}{2} (k_{pao} + k_{pa2}) \bar{p}'_{ia1} \\ \bar{q}_{ib1} &= \bar{q}_{obi} - \frac{1}{2} k_{pb1} \bar{p}'_{iao} - \frac{1}{2} (k_{pao} - k_{pa2}) \bar{p}'_{ib1} \end{aligned} \right\} \quad (A.7.2)$$

(A.7.1)(A.7.2) よりつぎの連立方程式を得る。

$$\begin{bmatrix} a_1 & 0 & c_1 \\ 0 & b_2 & c_2 \\ a_3 & b_3 & c_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{p}'_{iao} \\ \bar{p}'_{ia1} \\ \bar{p}'_{ib1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{q}_{oao} \\ 0 \\ \bar{q}_{obi} \end{bmatrix}$$

$$\text{つまり} \quad a_1 = \frac{1}{2} k_{pao}$$

$$c_1 = k_{pb1}$$

$$b_2 = \frac{1}{2} (k_{pao} + k_{pa2})$$

$$c_2 = \alpha$$

$$a_3 = \frac{1}{2} k_{pb1}$$

$$b_3 = -\alpha$$

$$c_3 = \frac{1}{2} (k_{pa0} - k_{pa2})$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{P_0} \nabla \omega}{\sqrt{2} k_0 K X_1}$$

上式の解として (3.29)(3.30) 式が得られる。

謝 辭

本研究にあたり終始御指導、御艱難いたゞき、
ました東京工業大学精密工学研究所、中田 孝
教授、池辺 洋 教授に心から御礼申し上げます。

また実際面でいろいろ御指導、御便宜をお計ら
い下さった東京工業大学精密工学研究所、松島
皓三 氏、伊豆 恵次 氏、同大学院学生 佐
藤 三禄 氏に御礼申し上げます。

本研究の初期にサーボ弁についていろいろ御便
宜をお計い下さった当時東京計器製造所の 金
子 敏夫 氏、また実験に使用したサーボ弁に
ついて終始御便宜をお計らい下さった東京精密
測器株式会社、および同社、高橋 隋夫 氏に
御礼申し上げます。

実験装置の製作に当っていろいろ御在話下さい
ました東京工業大学精密工学研究所附属工場の
佐藤 好市 氏をはじめとする工場の方々に深

く感謝いたします。

有益なる御意見を下さった東大生研、大島 康次郎 教授をはじめとする精密機械学会制御用油圧機器専門委員会の方々に深く感謝いたします。

実験および計算に御協力下さった当時東京工業大学学生、藤原 一司 氏、大山 朗 氏、日本大学学生、田辺 敬一 氏、岩崎 行雄 氏、武蔵工大学生、松尾 順平 氏、土井 雅博 氏、池田 征一郎 氏および研究生であった凸版印刷株式会社の 佐久間 健 氏、檜山 文唐 氏、日本電気株式会社の 布谷 收平 氏に深く感謝いたします。

また最後に本論文の整理その他でお世話下さった東京工業大学精密工学研究研 腰原 照敏 氏、同研究生である 凸版印刷株式会社の 富岡 正通 氏 にお礼申し上げます。

文 献

- 1). J.F. Blackburn, Contributions to Hydraulic Control-3 Pressure-Flow Relationships for 4-Way Valves, Trans. ASME, August, 1953, 1163-1170.
- 2). J.L. Shearer, Dynamic Characteristics of Valve-Controlled Hydraulic Servomotors, Trans. ASME, August, 1954, 895-903
- 3). S.-Y. Lee, A Servovalve with Flow Feedback and Dynamic Performance of a System Consisting of Valve and Inertia Load, Proc. of the First International Congress of the I. F. A. C. vol. III, 1960, 252-259
- 4). E.I. Reeves, Contributions to Hydraulic Control-7 Analysis of the Effects of Nonlinearity in a Valve-Controlled Hydraulic Drive, Trans. ASME,

February, 1957, 427~432

- 5). J. Zaborszky and H. J. Harrington,
A Describing Function for Multiple
Nonlinearities Present in Electrohydraulic
Control Valves, Trans. A. I. E. E. May,
1957, 183~190.
- 6). 池辺 洋, 案内弁方式油圧サーボモータの
基礎的研究, 博士論文, 東京工業大学, 1958
- 7). 池辺 洋, 油圧サーボモータの周波数特性,
自動制御, 才4巻, 才一号, 1957, 21~31.
- 8). T. Sawamura and H. Hanafusa, Analysis
of characteristics of a Valve-Controlled
Hydraulic Device for various Types of Inputs,
Proc. 10th JNCAM, 1960, 361~366.
- 9). 富成 稜, 高速油圧サーボ機構の設計にお
ける配管の取り扱いおよび計算法, 自動制
御, 才8巻, 才6号, 1961, 371~381
- 10). 大島 康次郎, 荒木 献次, 油圧トルク増

幅器, 才一回学術講演会論文集, 計測自動
制御学会, 1962, 423~433

11) 中田 孝, 自動制御要素のマトリックス解
法, 自動制御, 才2巻, 才1号, 35~43,
1955.

12) H.M. James, N.B. Nichols and R.S. Phillips:
Theory of Servomechanisms, McGraw-Hill,
1947.

13) J.C. Hill, Closed Loop Response of Non-
linear Systems by a Functional Trans-
formation Approach, IRE Trans. on
Automatic Control, July, 1962, 39~44

14) J.D. Den Hartog: Forced Vibrations with
combined Viscous and Coulomb Damping,
Phil Mag. S. 7. Vol. 9, NO. 59, May,
801~817, 1930.

15) H.J. Leskiewicz: Selection of Optimum
Vibrations to Eliminate Hysteresis Due to

Coulomb Friction, Proc. of the First
International congress of the I.F.A.C, Vol. III,
363/368, 1961, Butterworths.

- 16) 桑原 道義, 平井 一正; サーボ機構の
Jerking Motion と Dither について,

昭和39年電気四学会連合大会前刷, 208, 1964.

- 17) 金子 敏夫, 沢井 照雄; サーボ弁のデ
ザについて; 日本機械学会関西支部第209回
講演会前刷 102, 1961,

- 18) 中野 和夫; 高速油圧サーボ機構に関する
研究. 第2回自動制御連合講演会前刷, 210, 1959.

- 19) 中野 和夫; 油圧サーボ機構の高周波域特
性に関する研究, 計測自動制御学会第1回学
術講演会論文集, 436~439, 1962

- 20) 中野 和夫; 油圧サーボ機構の高周波域特
性, アクチュエータの漏れについて, 計測自
動制御学会自動制御部会資料, No.9-4, 15~21,
1962.

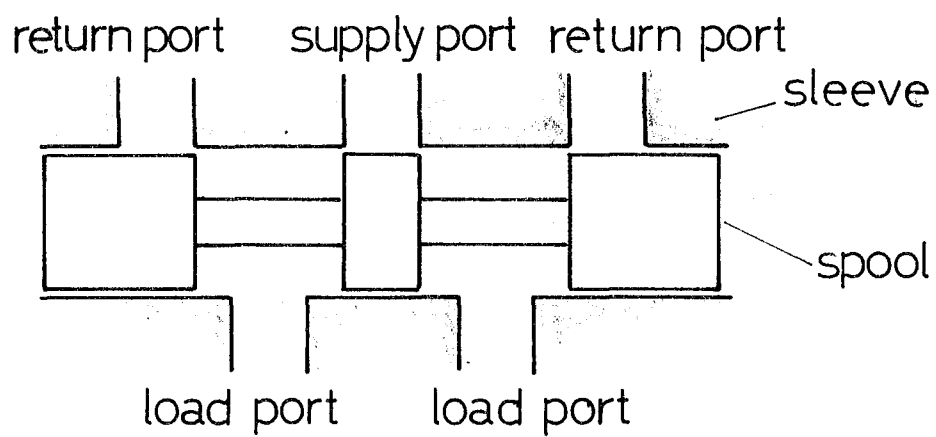
- 21) 中野 和夫: 油圧サーボモータの高周波域特性, 計測と制御, 第2巻, 第9号, 697~706, 1963.
- 22) 中野 和夫: Ditherに関する一提案, 計測と制御, 第3巻, 第4号, 262~271, 1964.
- 23) J. L. Shearer: Fluid Power Control, John Wiley & Sons. Inc., 1960.
- 24) A. H. Shapiro: The Dynamics of and Thermodynamics of Compressible fluid Flow, 1953.

四 方 案 内 弁 を 用 いた
油 圧 サ ー ボ 機 構 の 特 性
特 に デ ザ の 影 響
に 関 す る 研 究

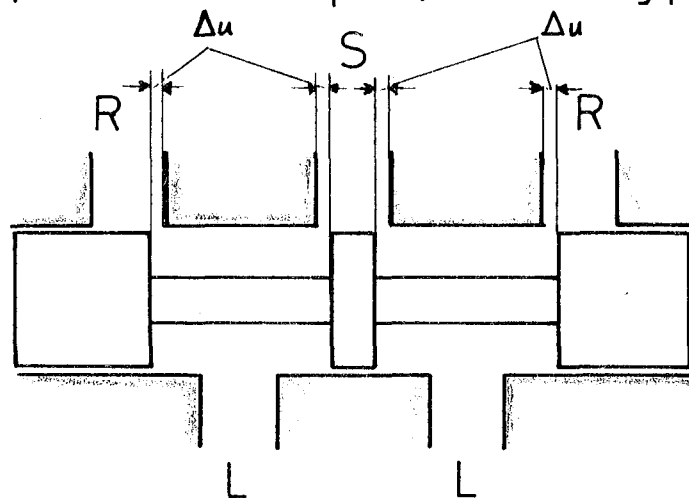
図 集

オ I 編

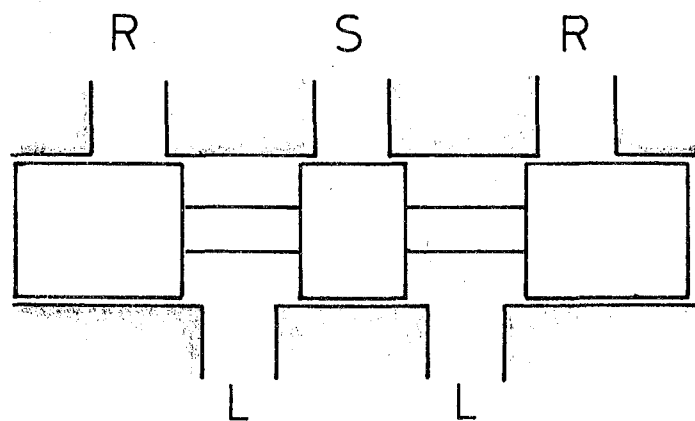
東京工業大学 329931



(a) Zero-lap (Ideal-type)



(b) Under-lap



(c) Over-lap

Fig. 2·1 Four-way Valve (Pilot Valve)

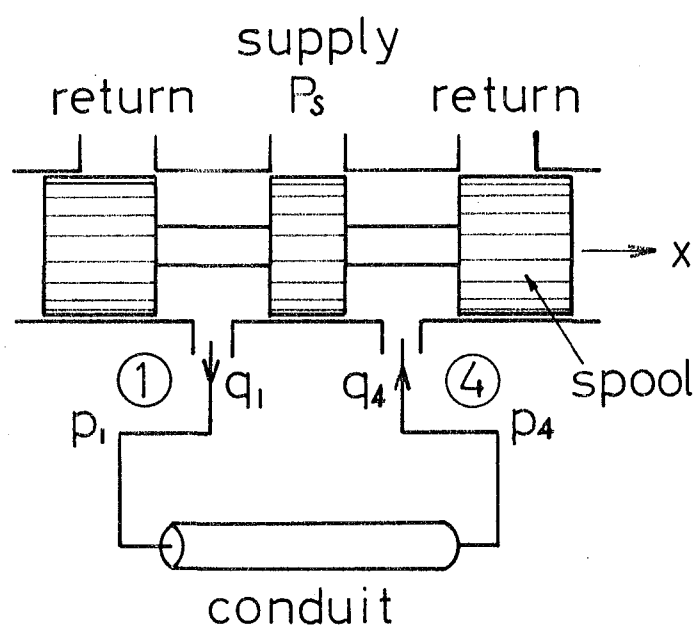


Fig.2.2 Four-way valves

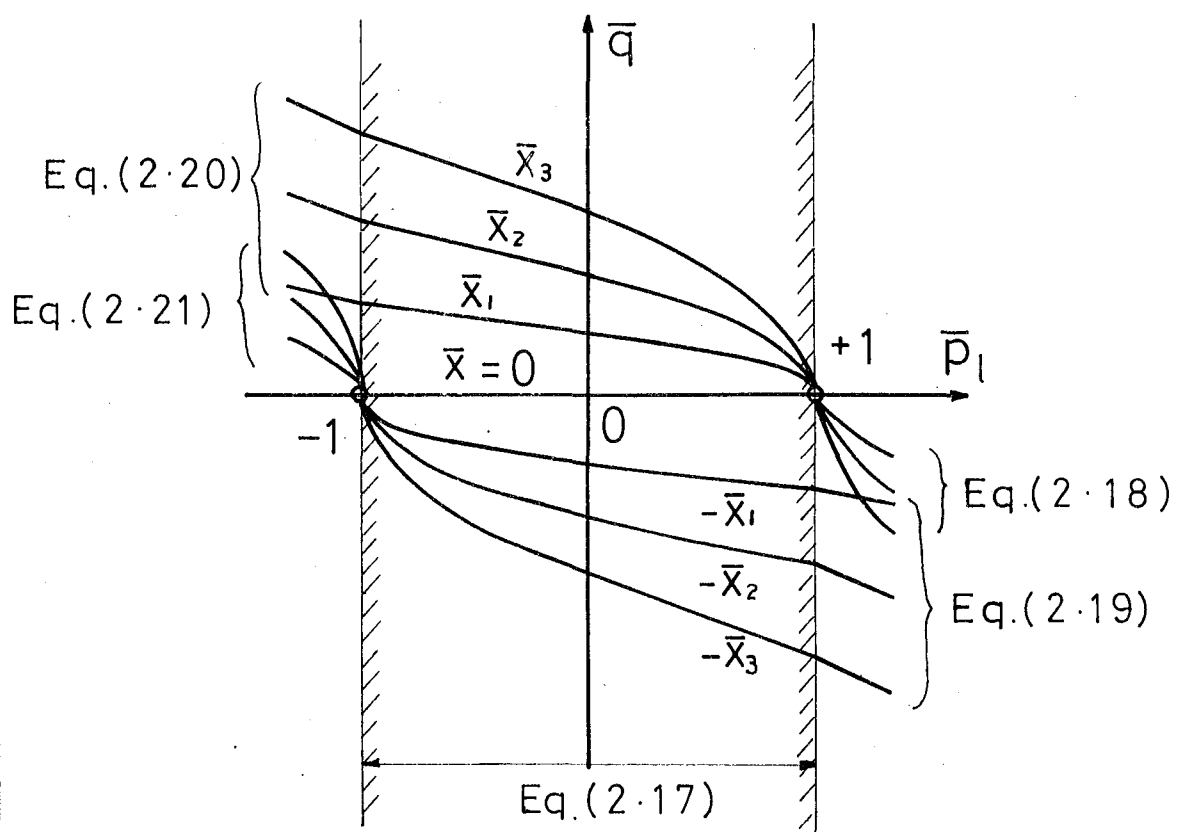


Fig.2.3 Load flow-pressure characteristics of four-way valves

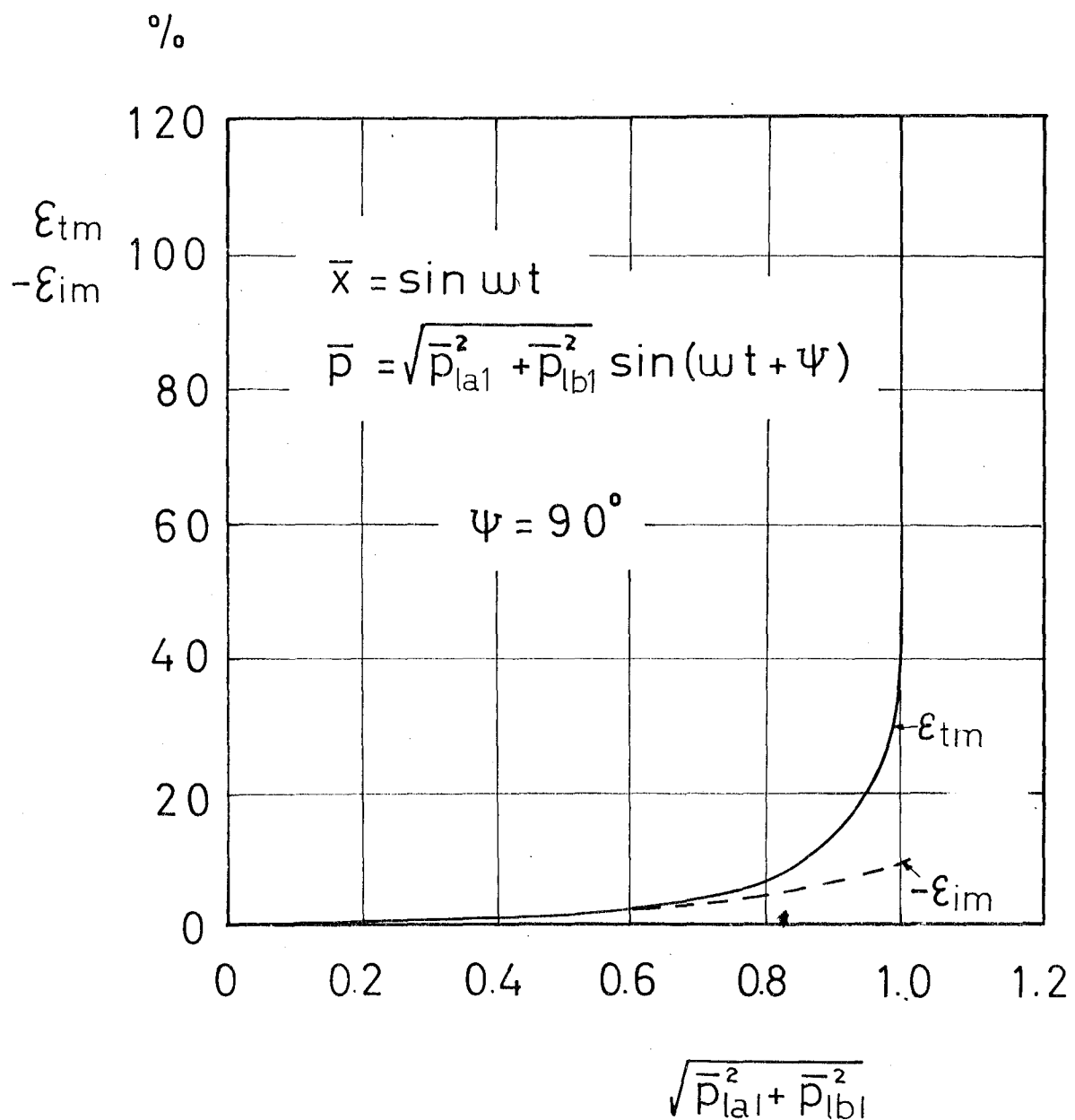


Fig.2.4 Relative errors for two kinds of approximation

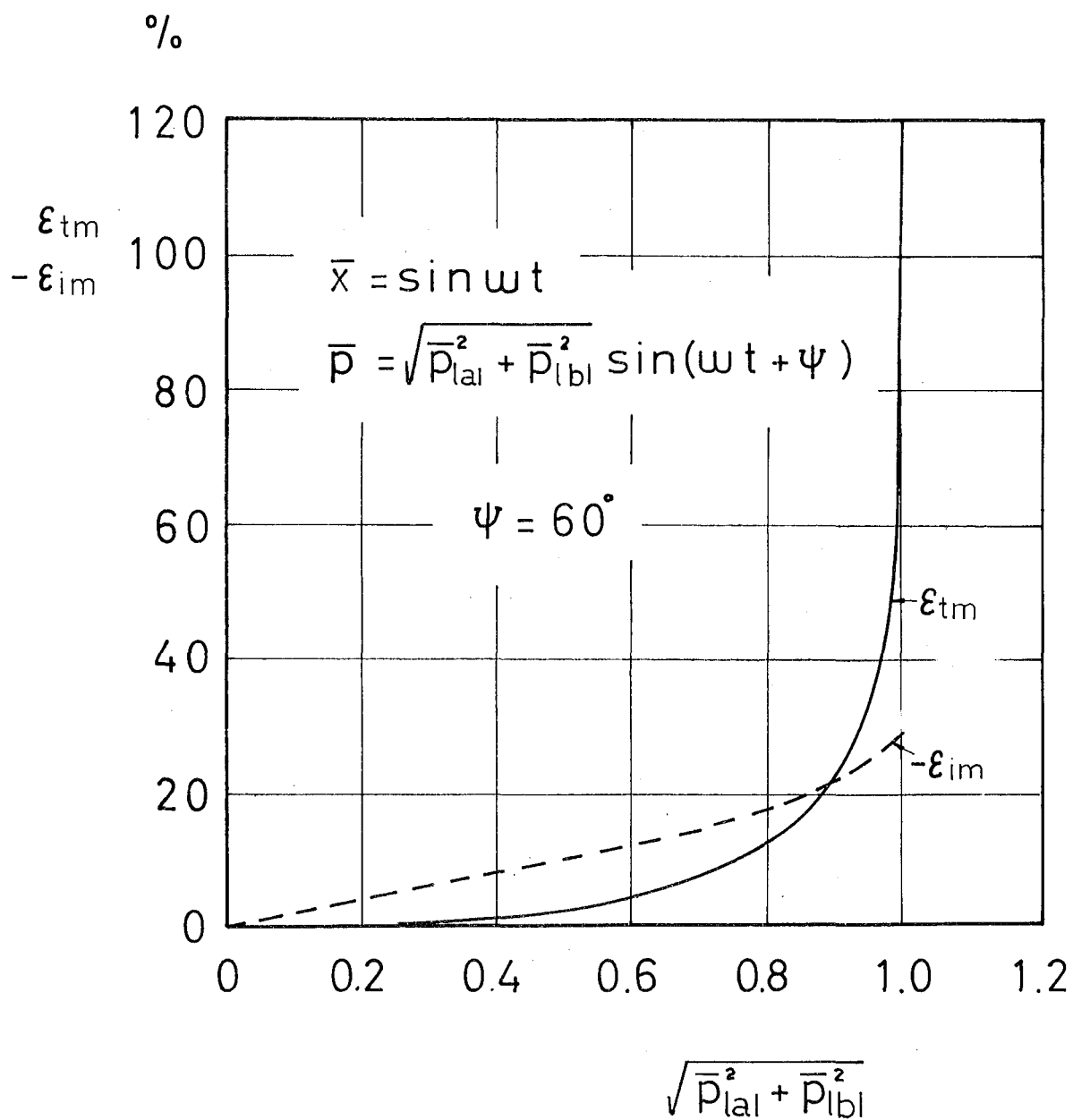


Fig.2·5 Relative errors for two kinds of approximation

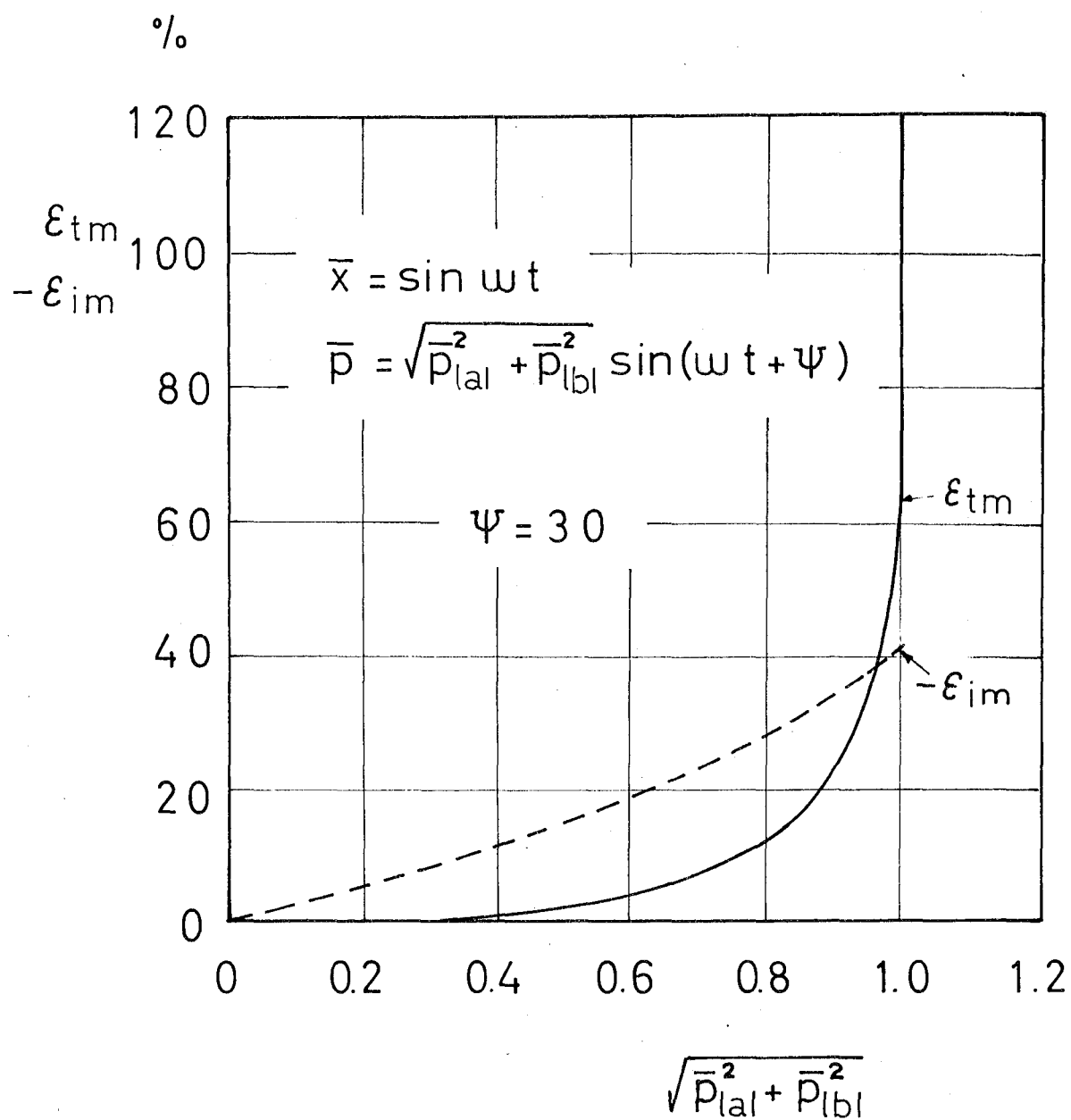


Fig.2·6 Relative errors for two kinds of approximation

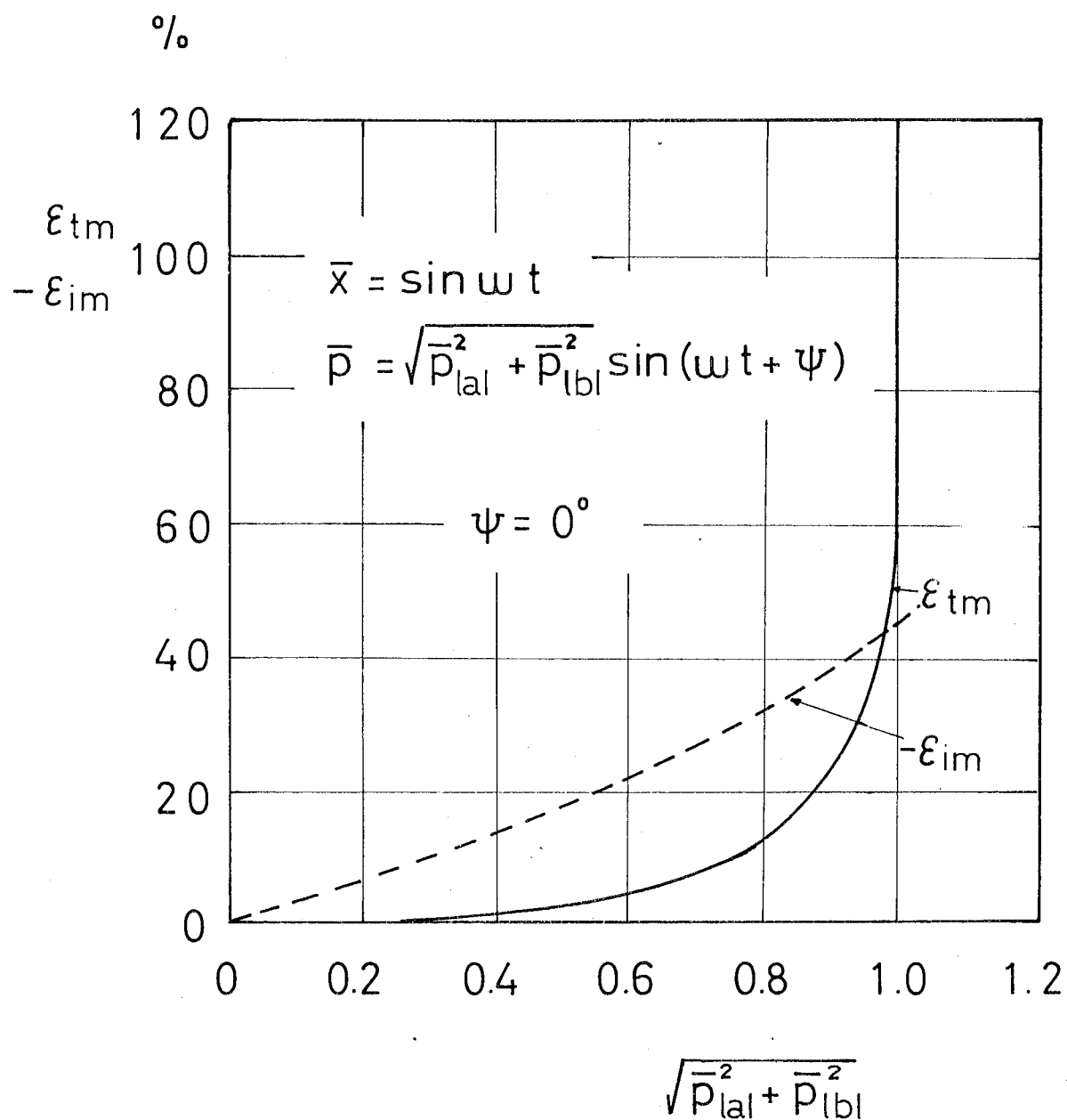


Fig.2·7 Relative errors for two kinds of approximation

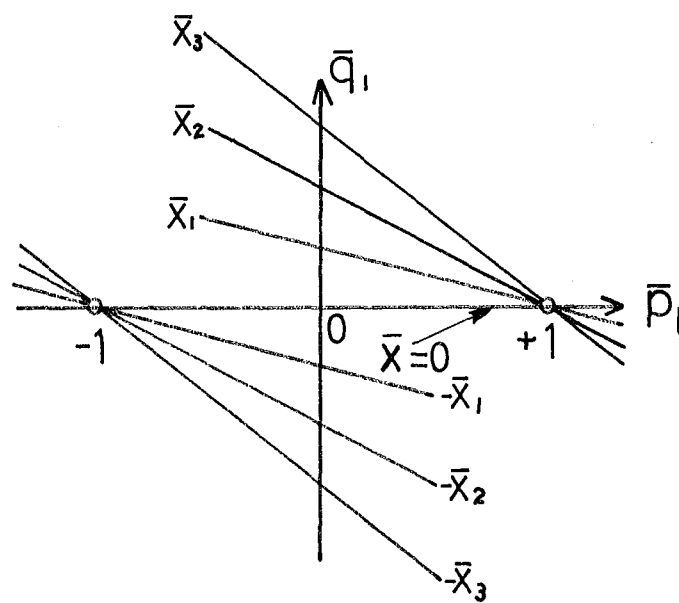


Fig.2·8 Load flow-pressure characteristics represented by Eq. (2·23)

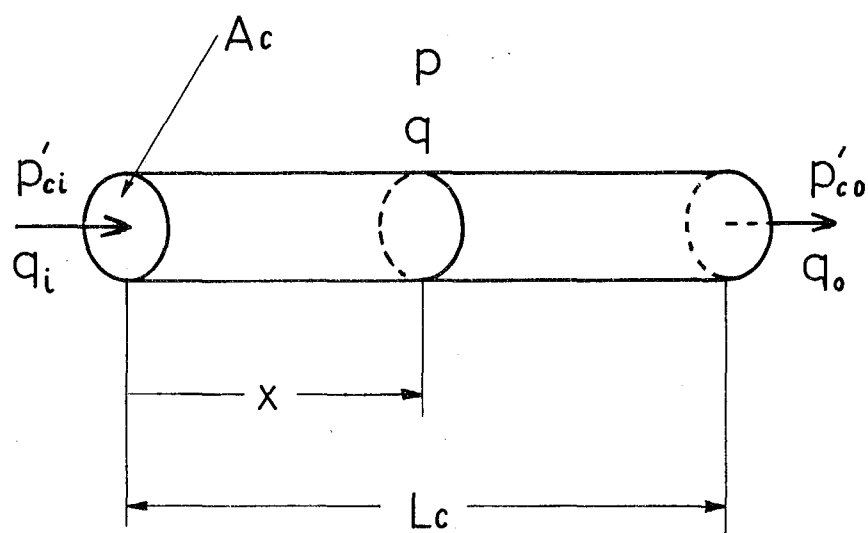
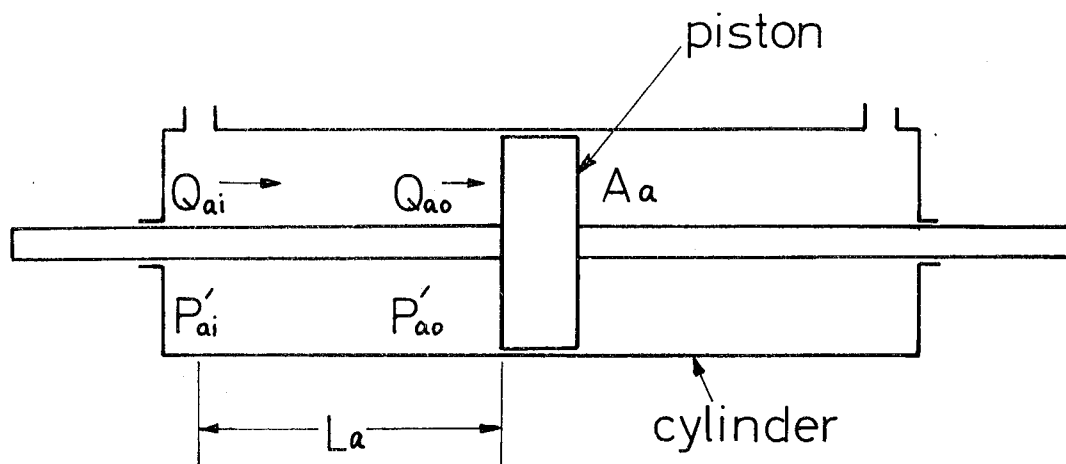
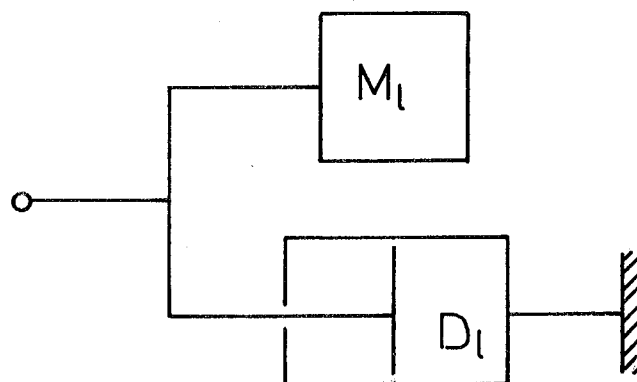


Fig. 2.9 conduit

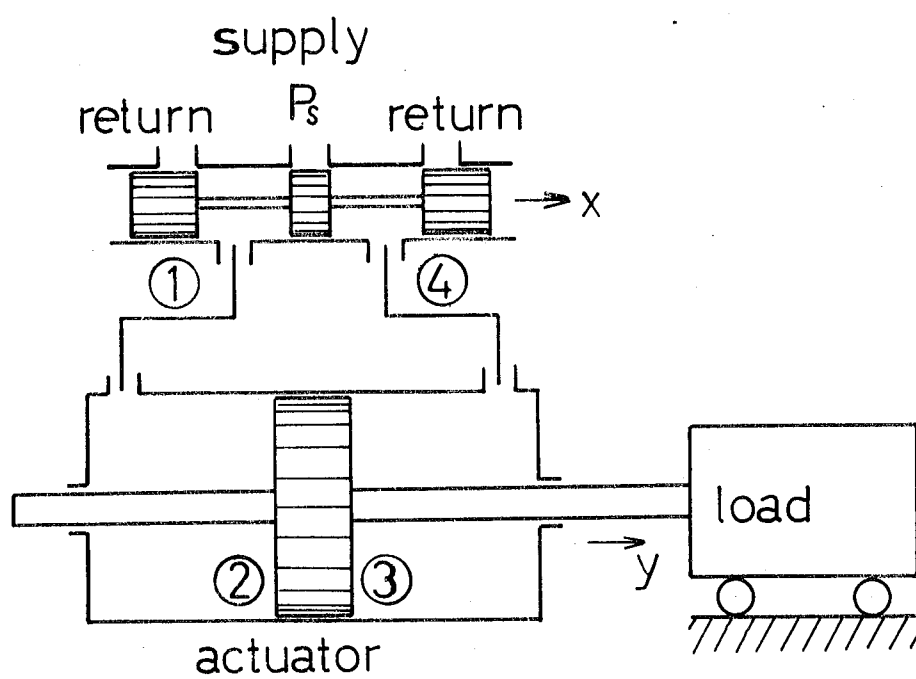


(a) actuator



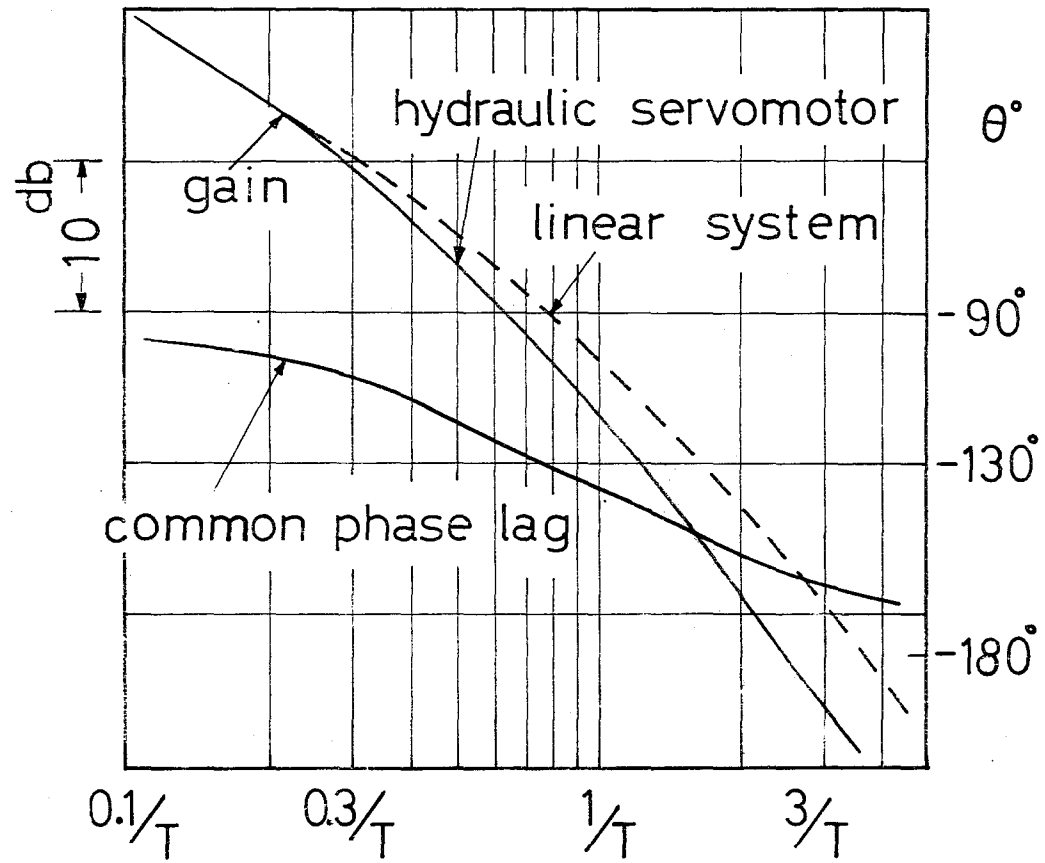
(b) load

Fig. 2.10 actuator and load



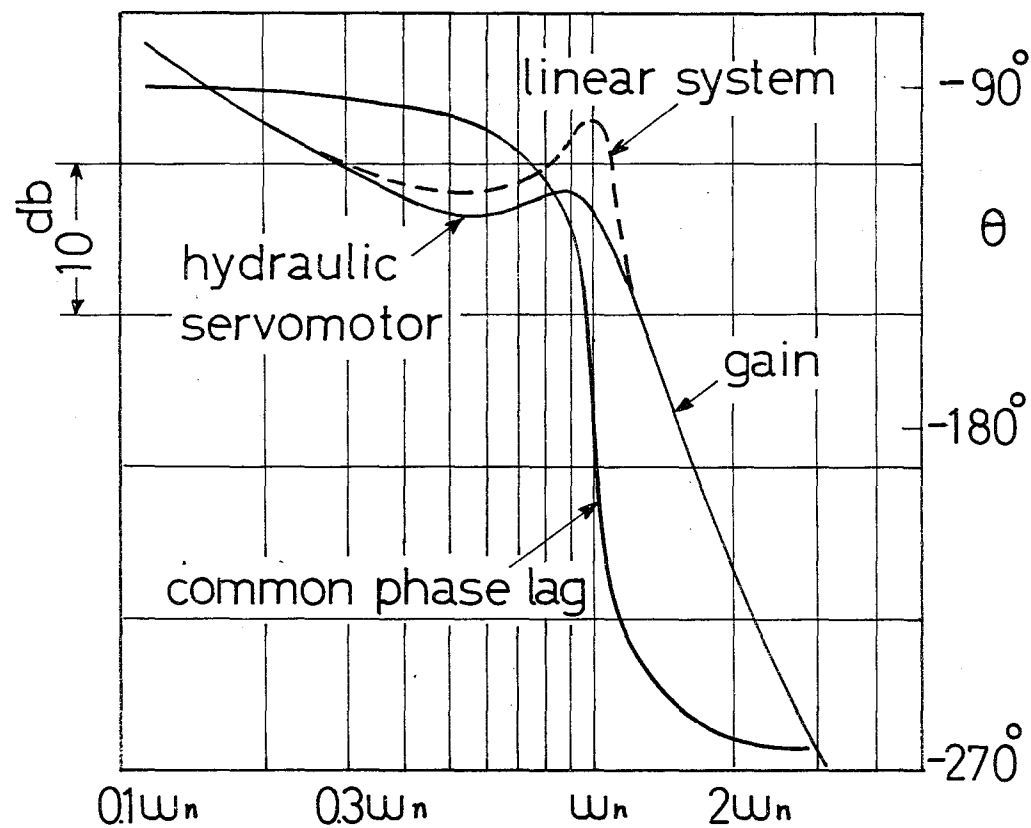
Four-way valve, conduit,
actuator and load

Fig. 2·11



Frequency characteristics of hydraulic servomotors compared with that of linear system having common phase lag.

Fig. 2·12



Frequency characteristics of hydraulic servomotors compared with that of linear system having common phase lag

Fig. 2-13

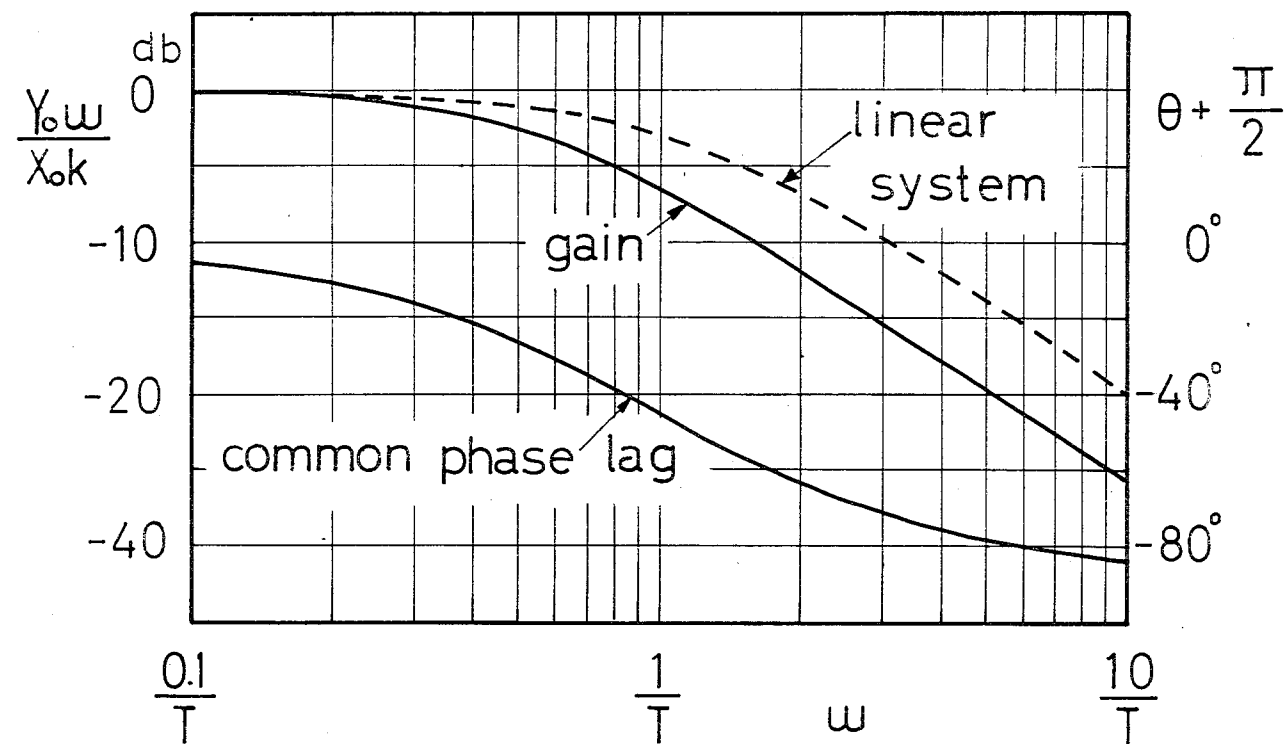


Fig. 2-14 Difference of frequency characteristics between hydraulic servomotor and linear system

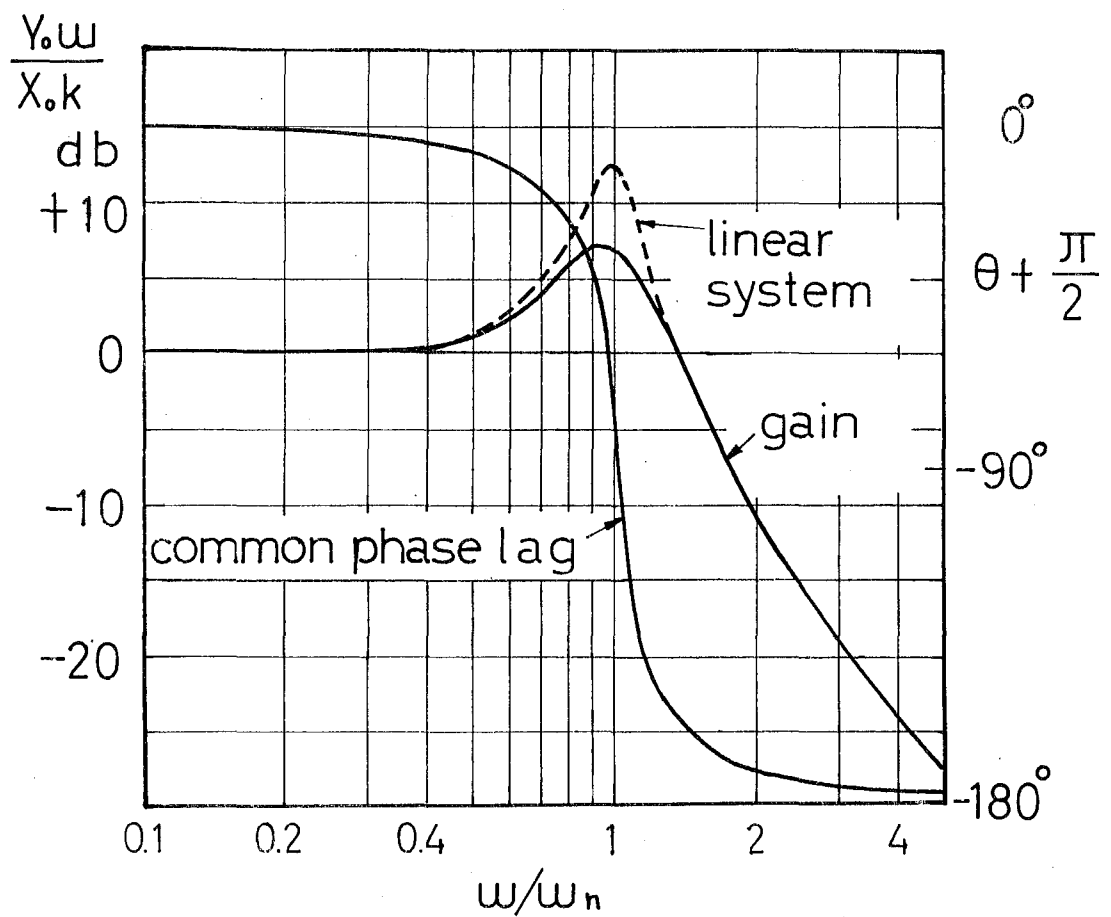


Fig.2.15 Difference of frequency characteristics between hydraulic servomotor and linear system

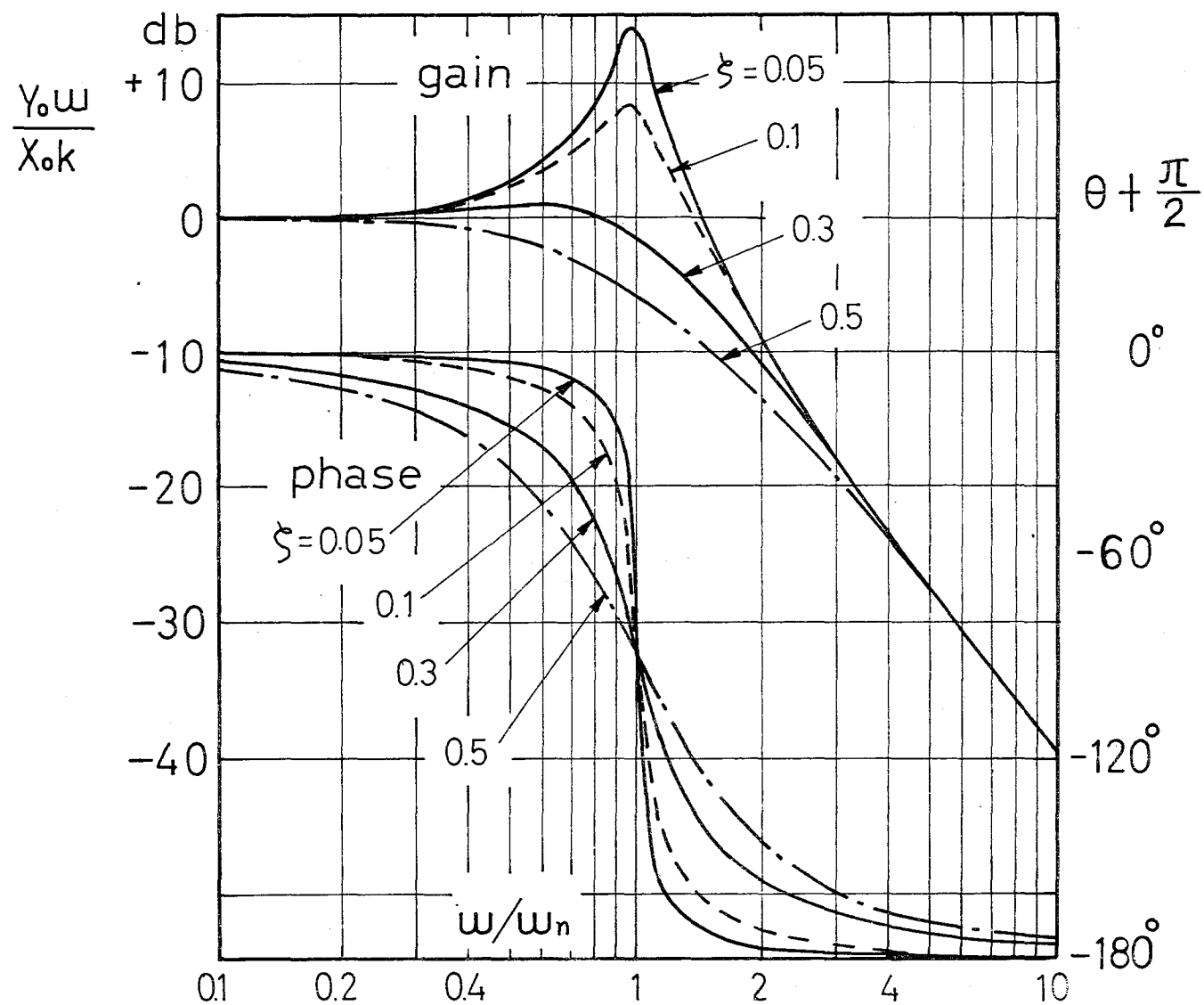


Fig. 2.16 Frequency characteristics for several values of ζ

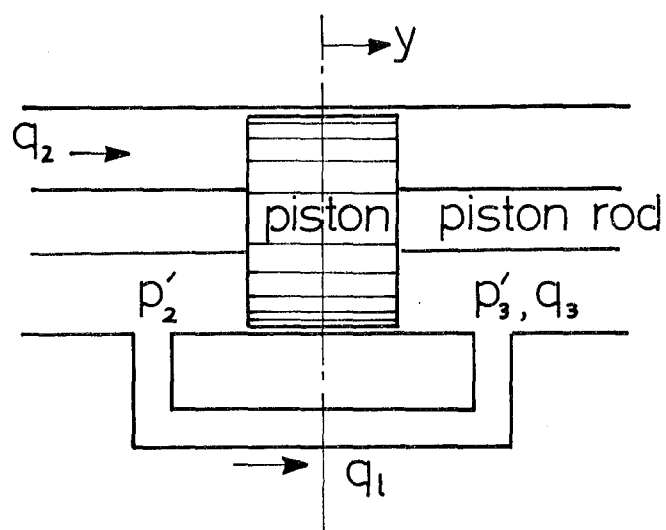


Fig. 2-17 Model of internal leakage

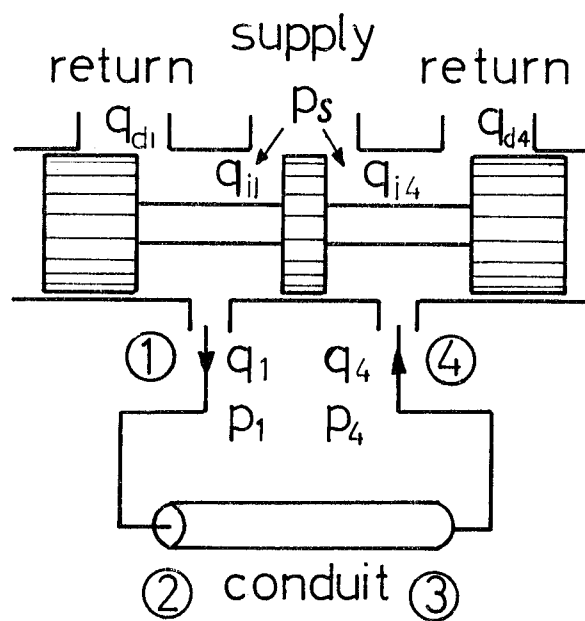
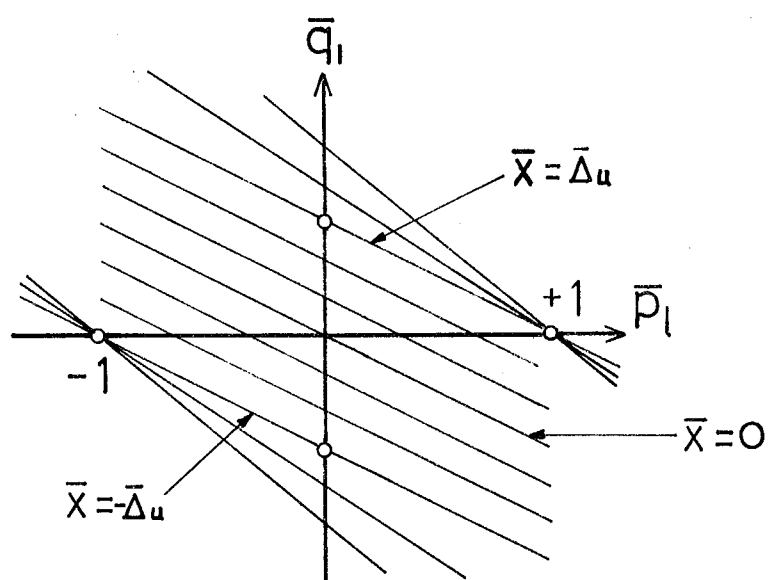


Fig. 3.1 Four-way valve with under-lap



Approximated load flow-pressure
characteristics of four-way valve with under-lap
Fig. 3.2

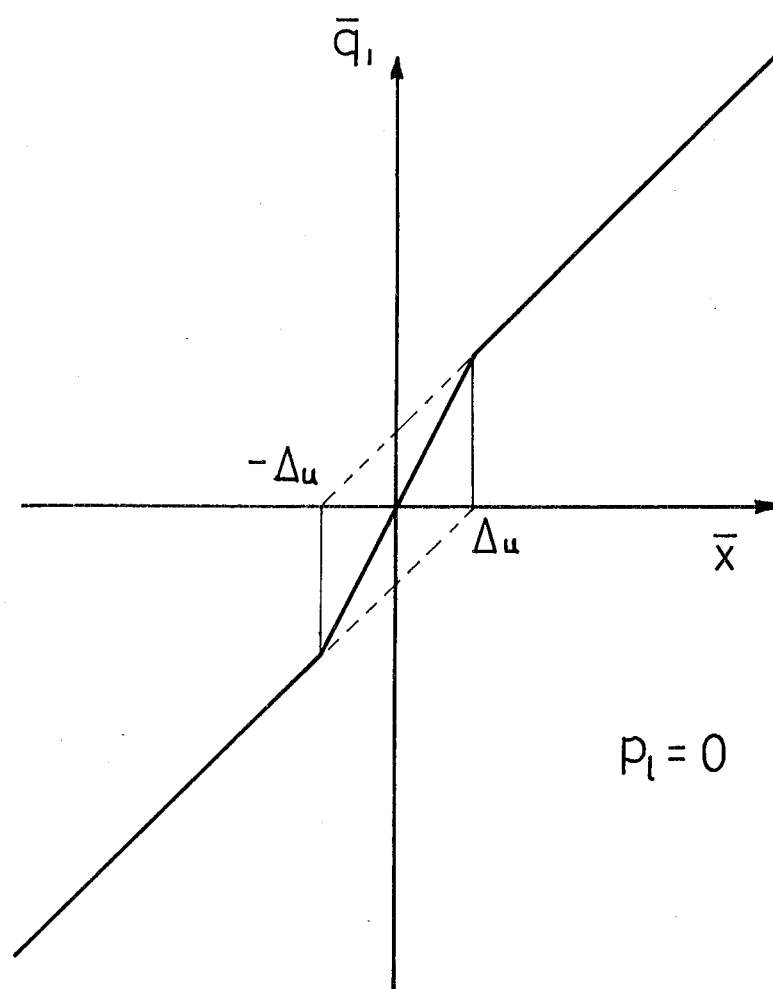


Fig. 3.3 Output flow when $p_l = 0$

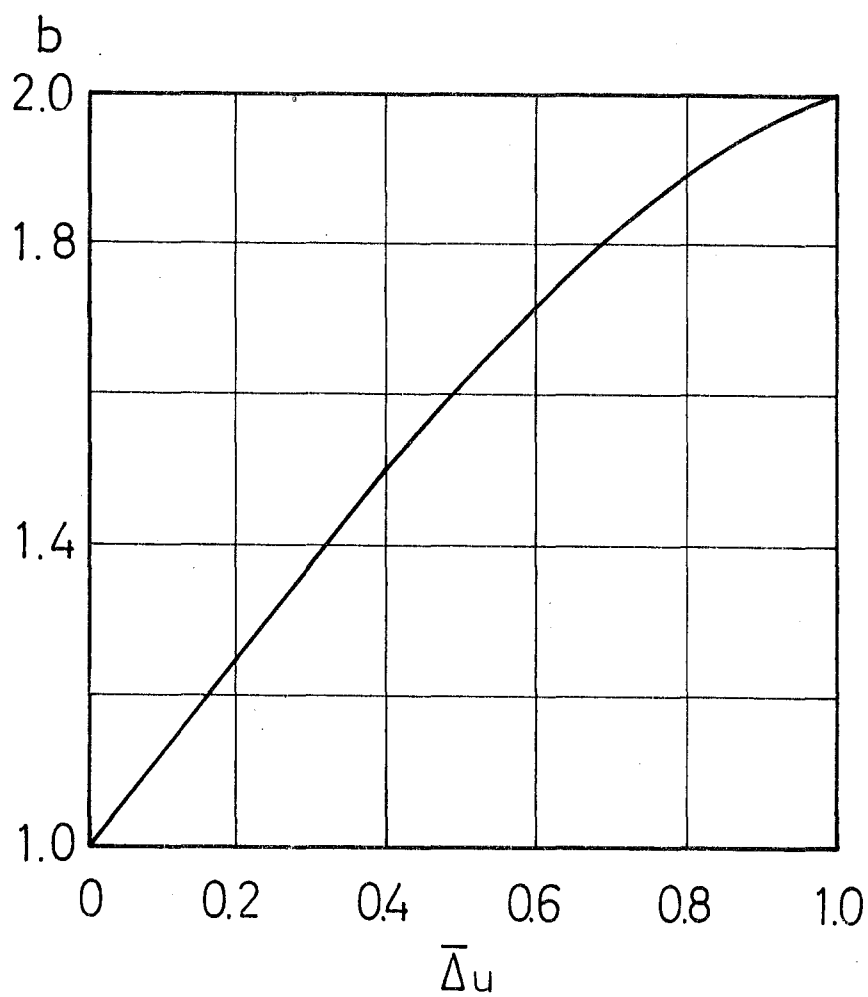


Fig. 3.4 $b \sim \bar{\Delta}_u$

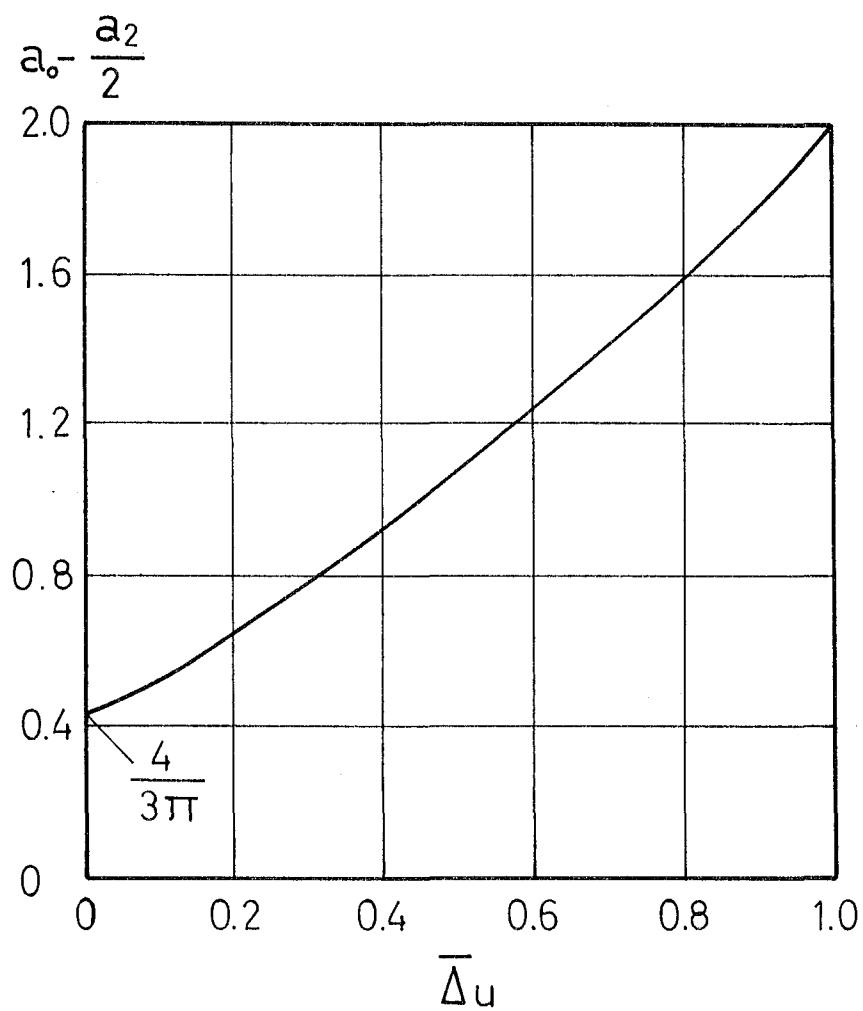


Fig. 3.5 $(a_0 - \frac{a_2}{2}) \sim \bar{\Delta}_u$

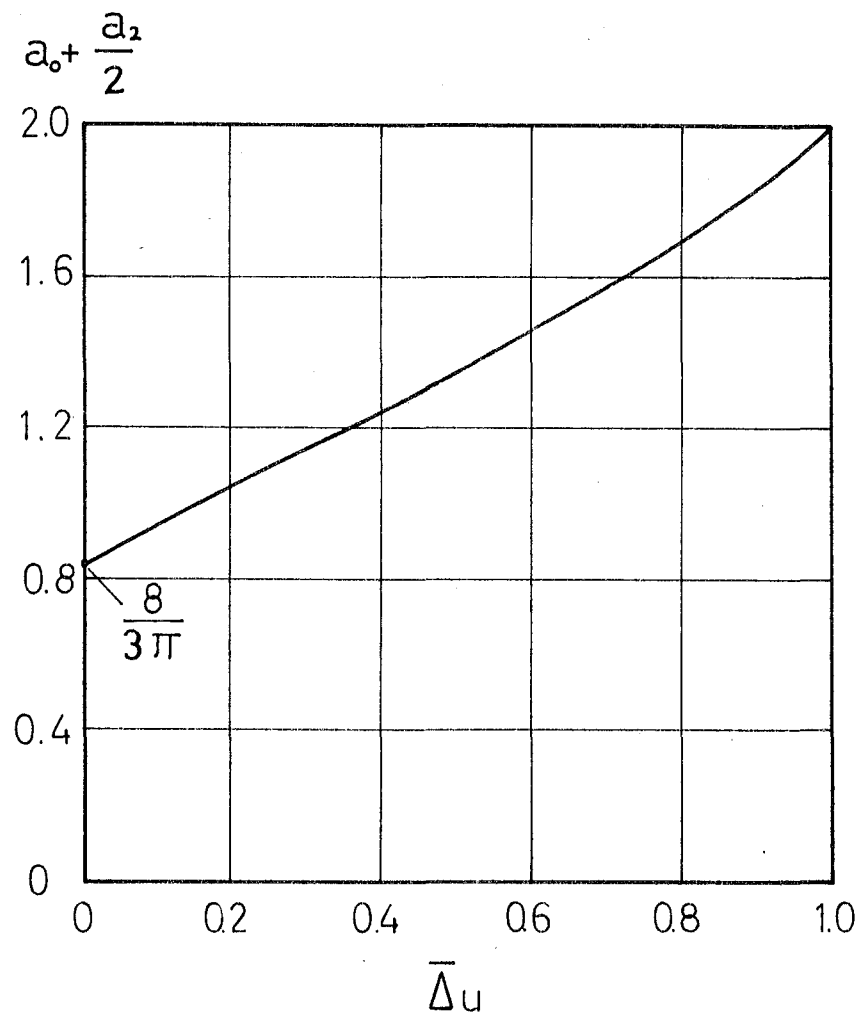


Fig. 3.6 $(a_0 + \frac{a_2}{2}) \sim \bar{\Delta}_u$

$\xi_2/\xi_1, T_2/T_1$

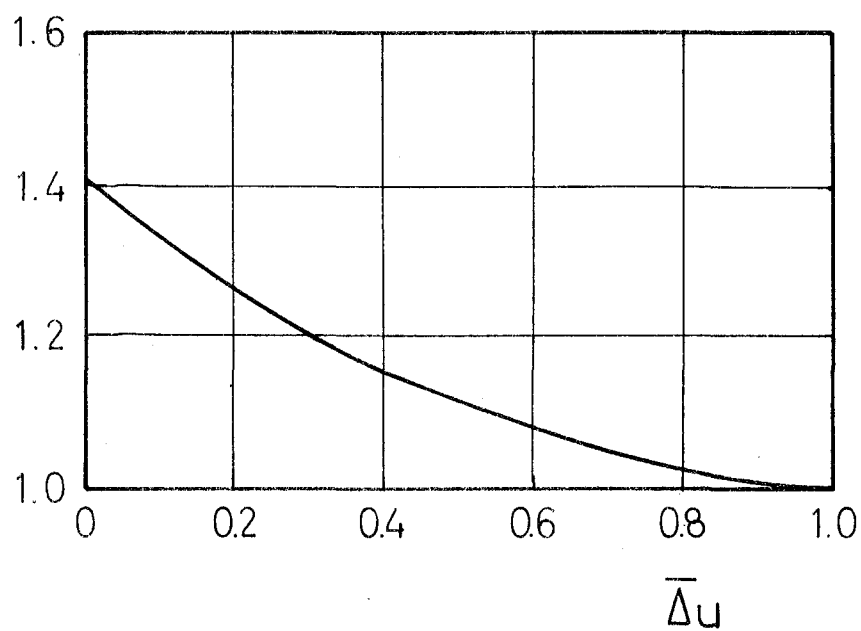


Fig. 3.7 $\xi_2/\xi_1, T_2/T_1$

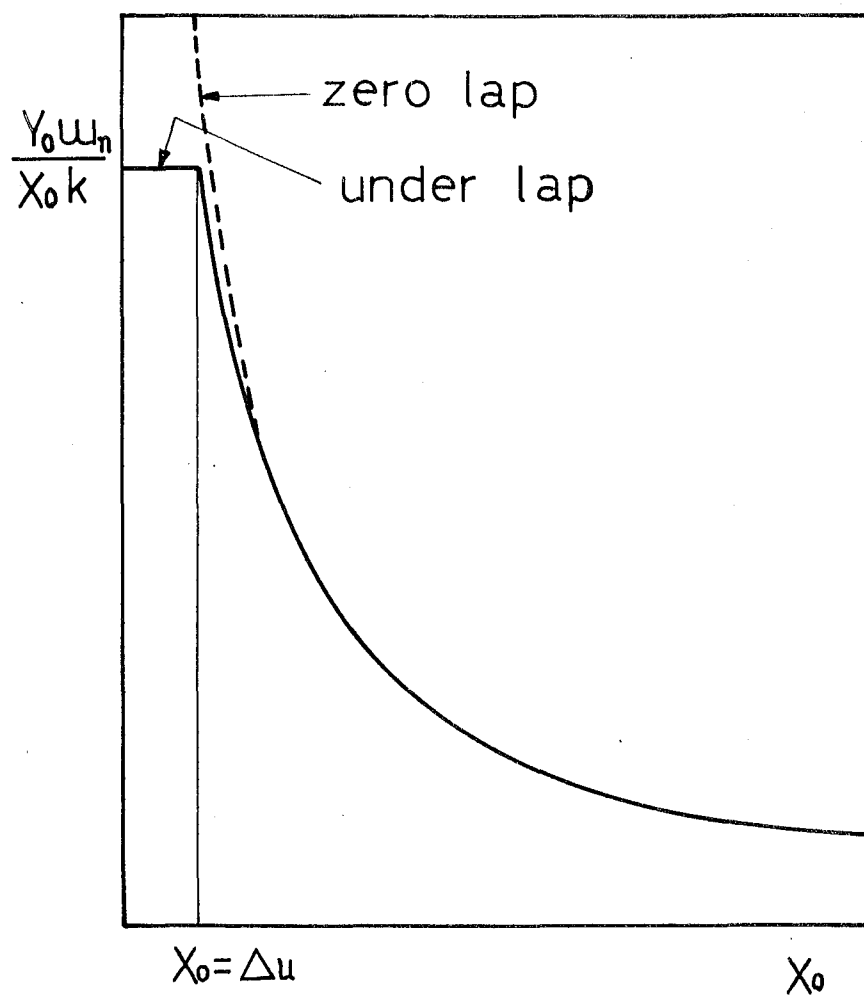
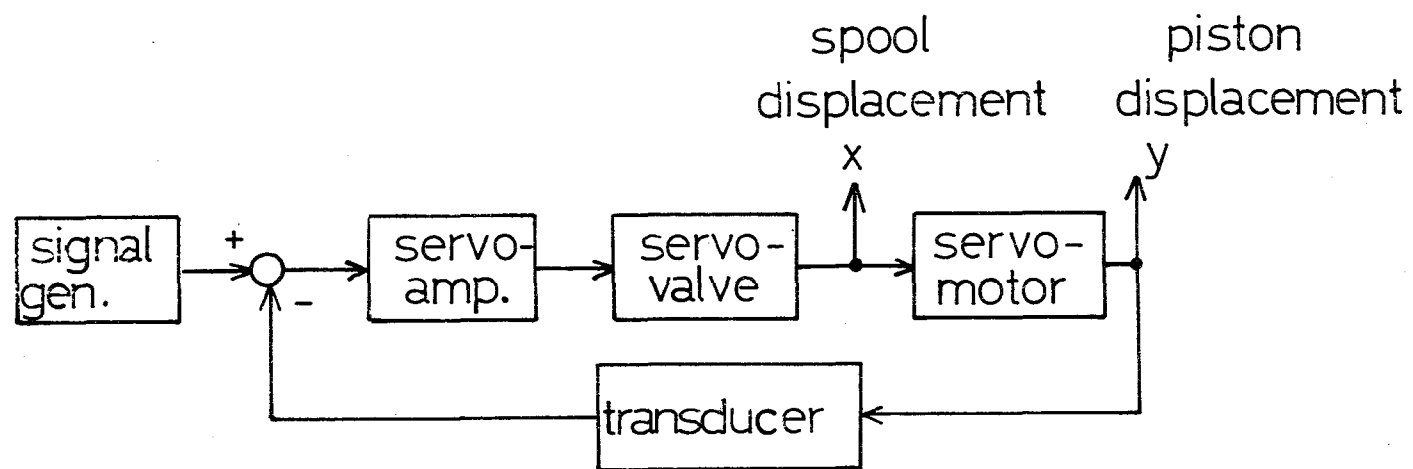


Fig. 3·8 Gain when $\omega = \omega_n$



Block diagram of system used in experiment

Fig. 4·1

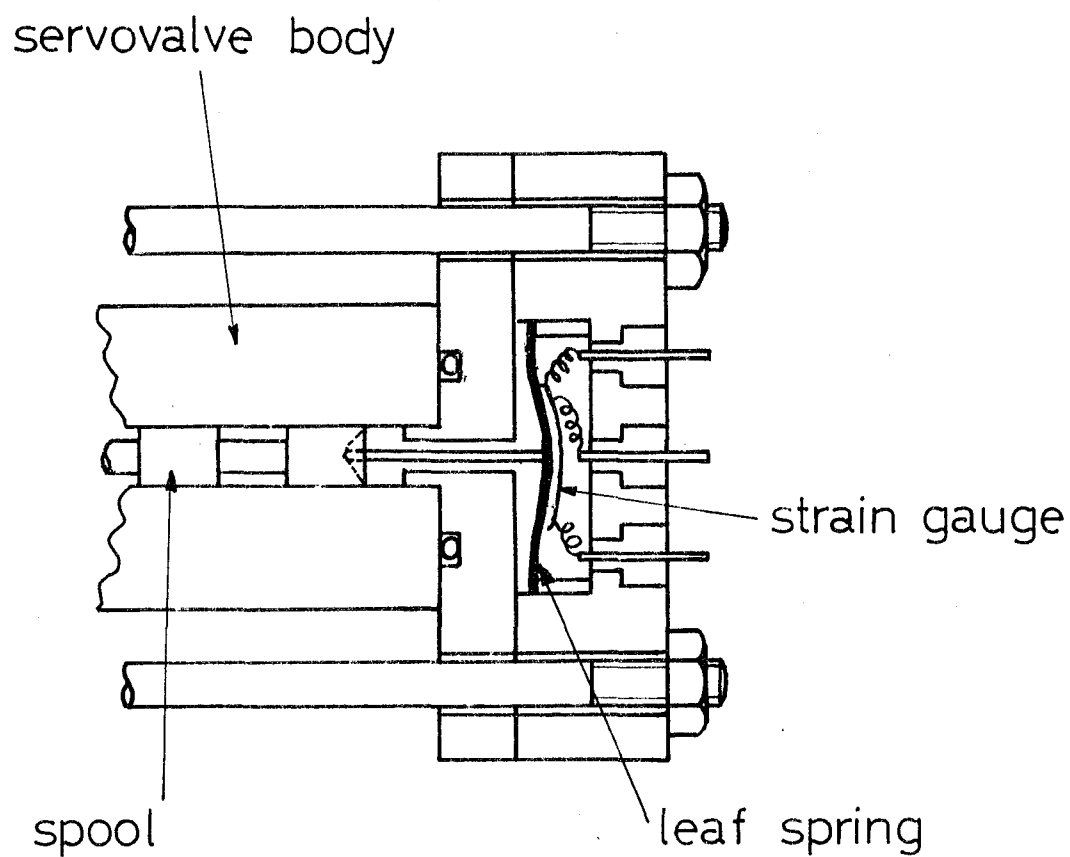


Fig. 4·2 Strain gauge type transducer
to measure spool displacement

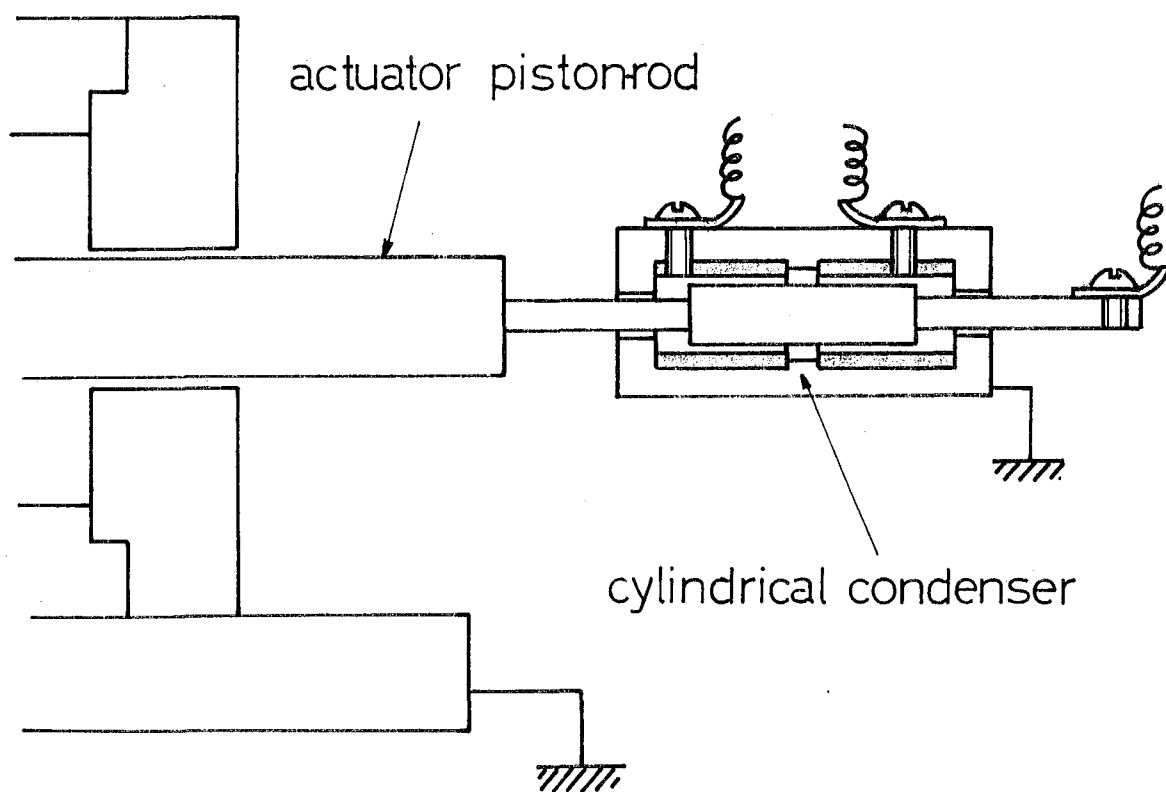


Fig. 4·3 Condenser type transducer
to measure displacement of actuator piston

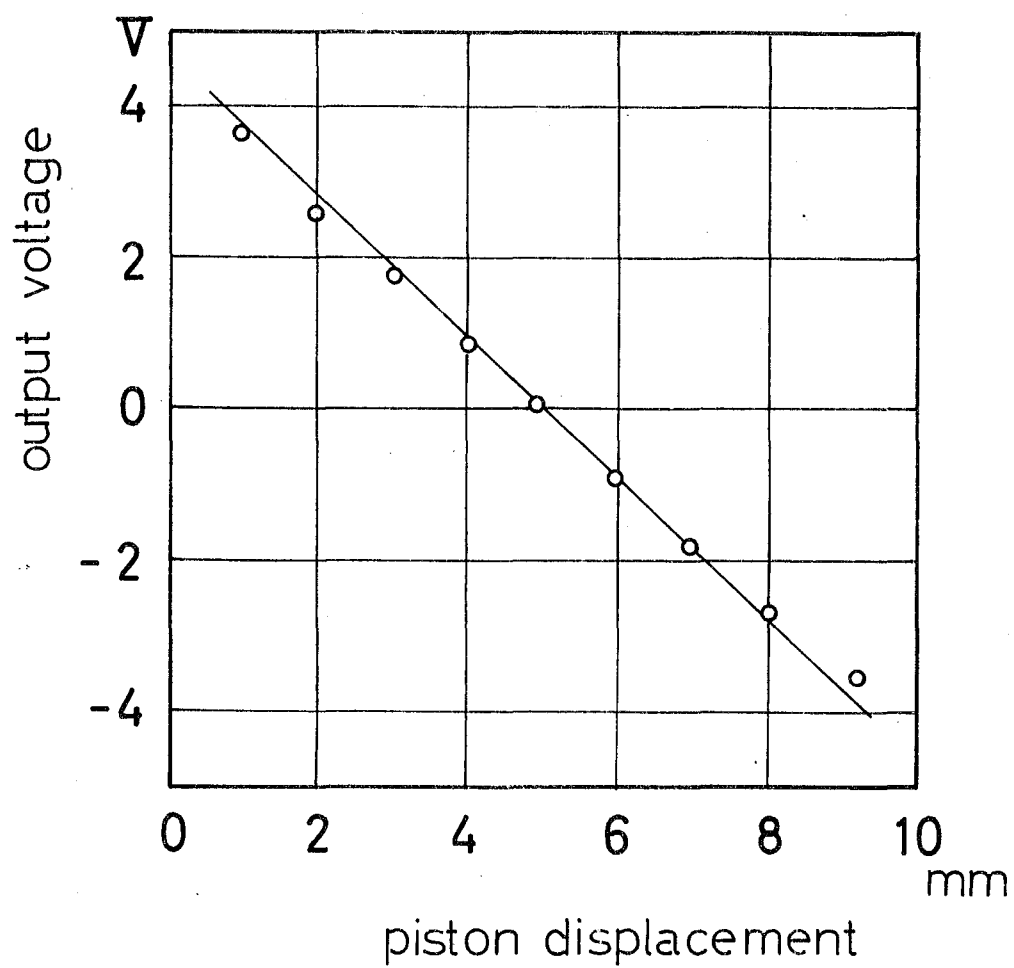


Fig. 4.4 Transducer characteristics

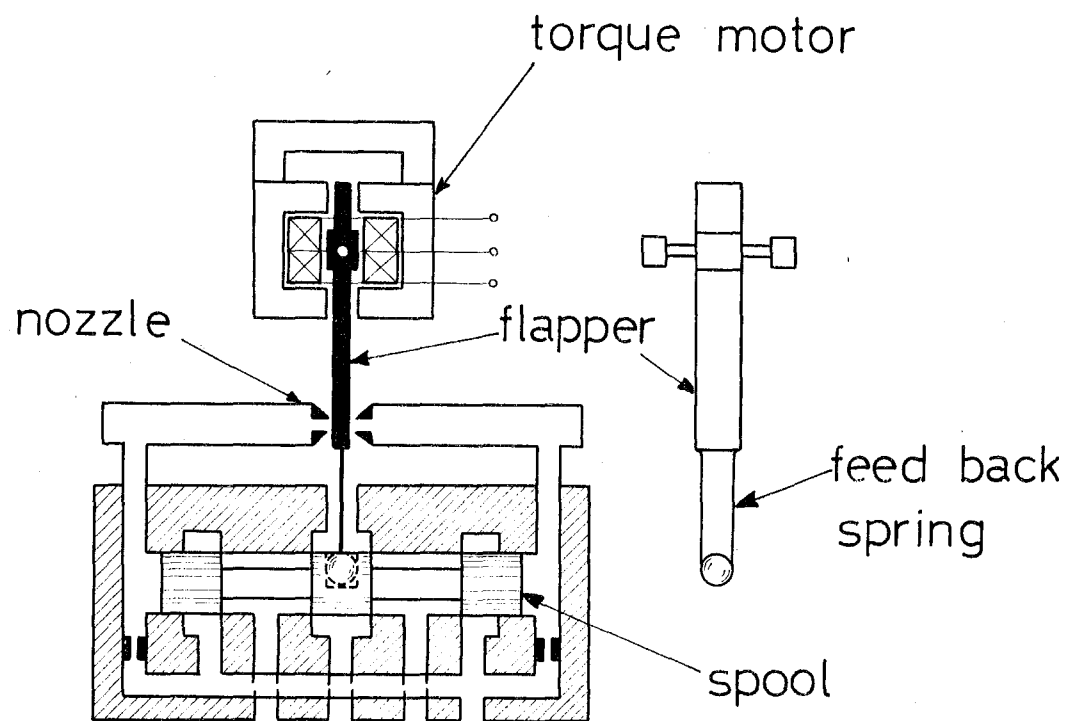


Fig. 4.5 Skeleton diagram of servovalve

D_c	8.0mm	L_1	26.0mm
D_r	23.72	L_2	224.0
D_a	34.95		

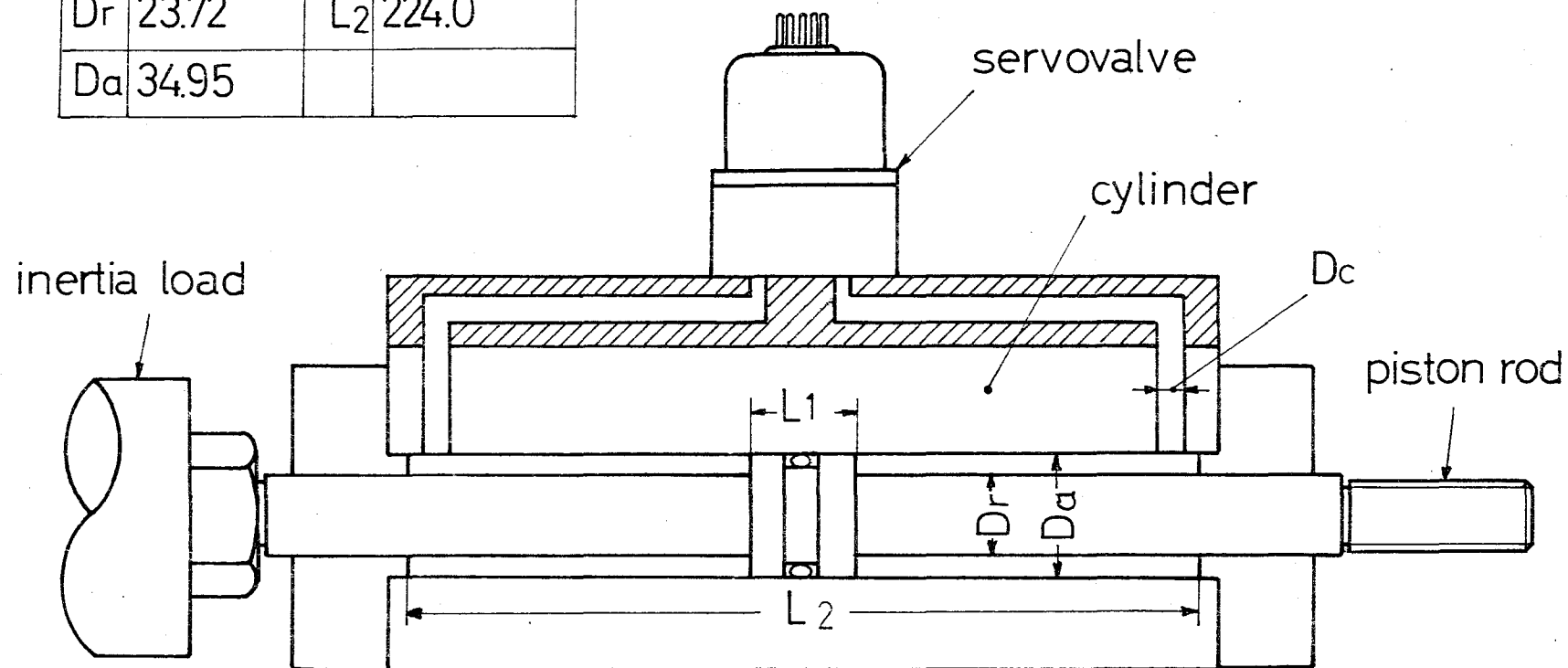


Fig. 4.6 Conduit, Actuator and Load

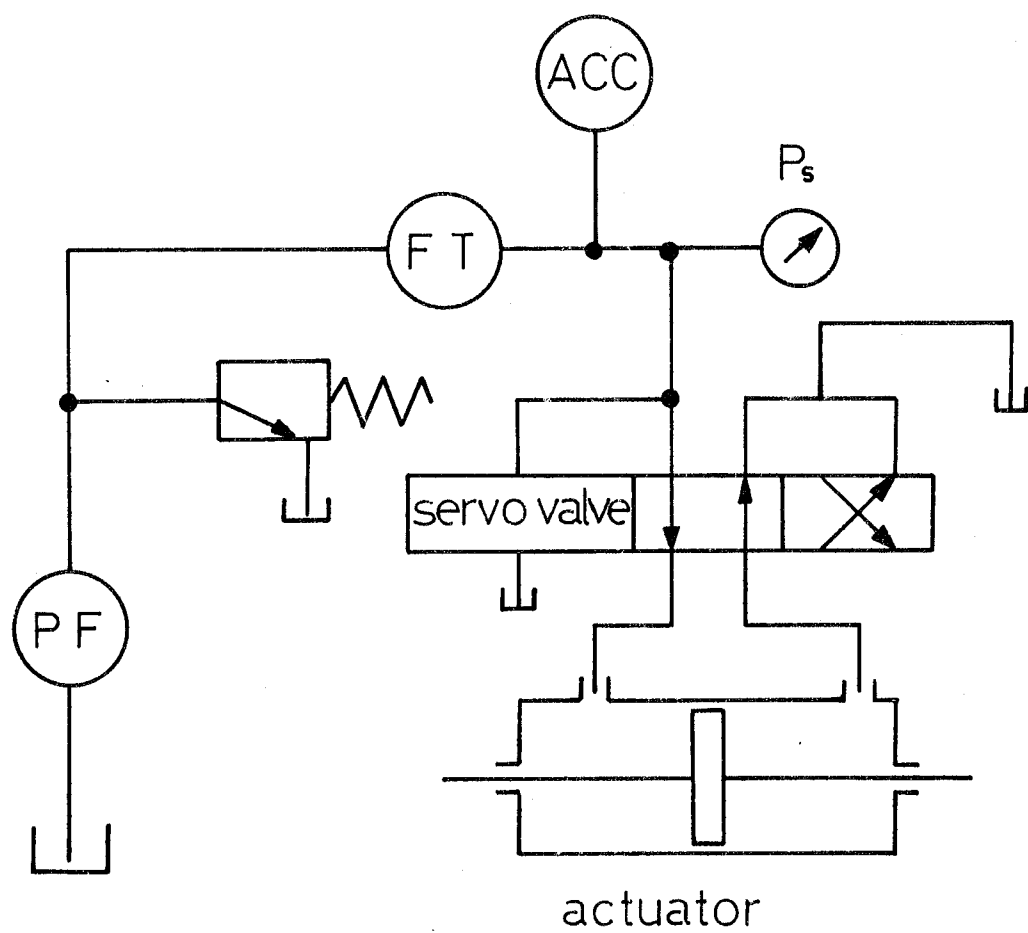


Fig. 4.7 Hydraulic circuit

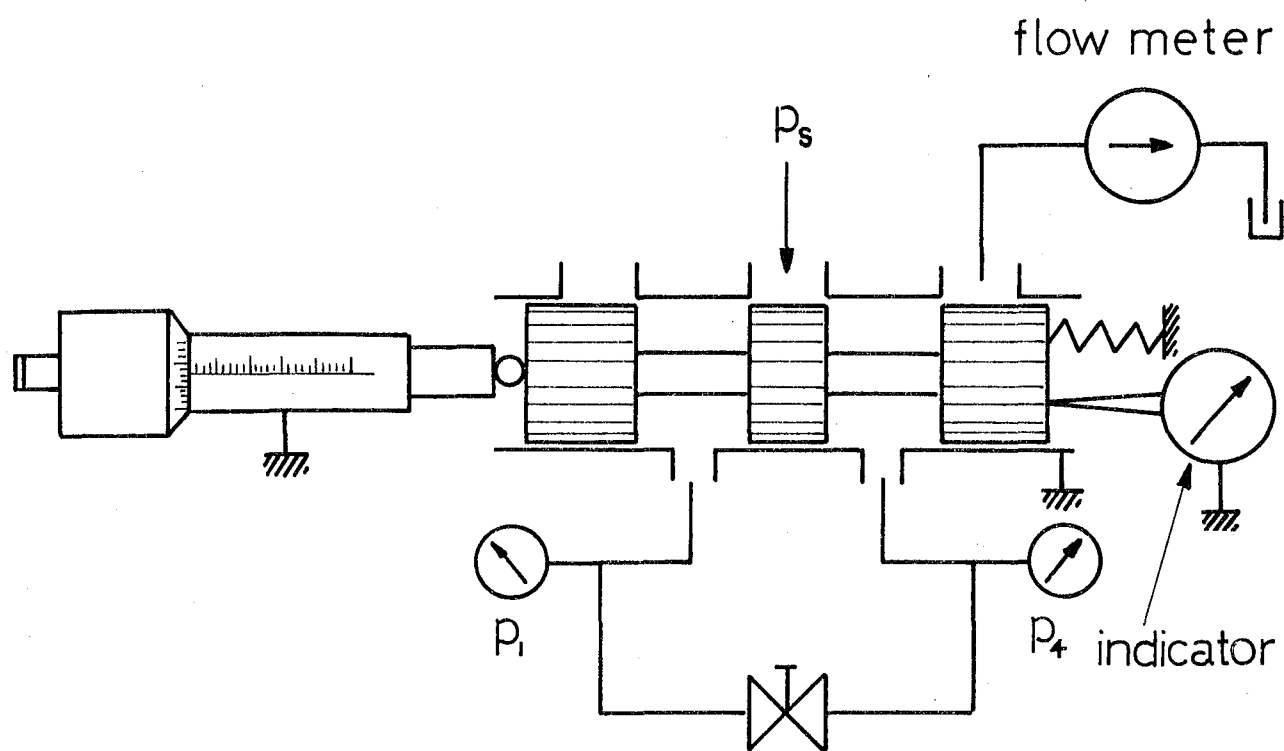


Fig. 4·8 Measurement of load flow-pressure characteristics

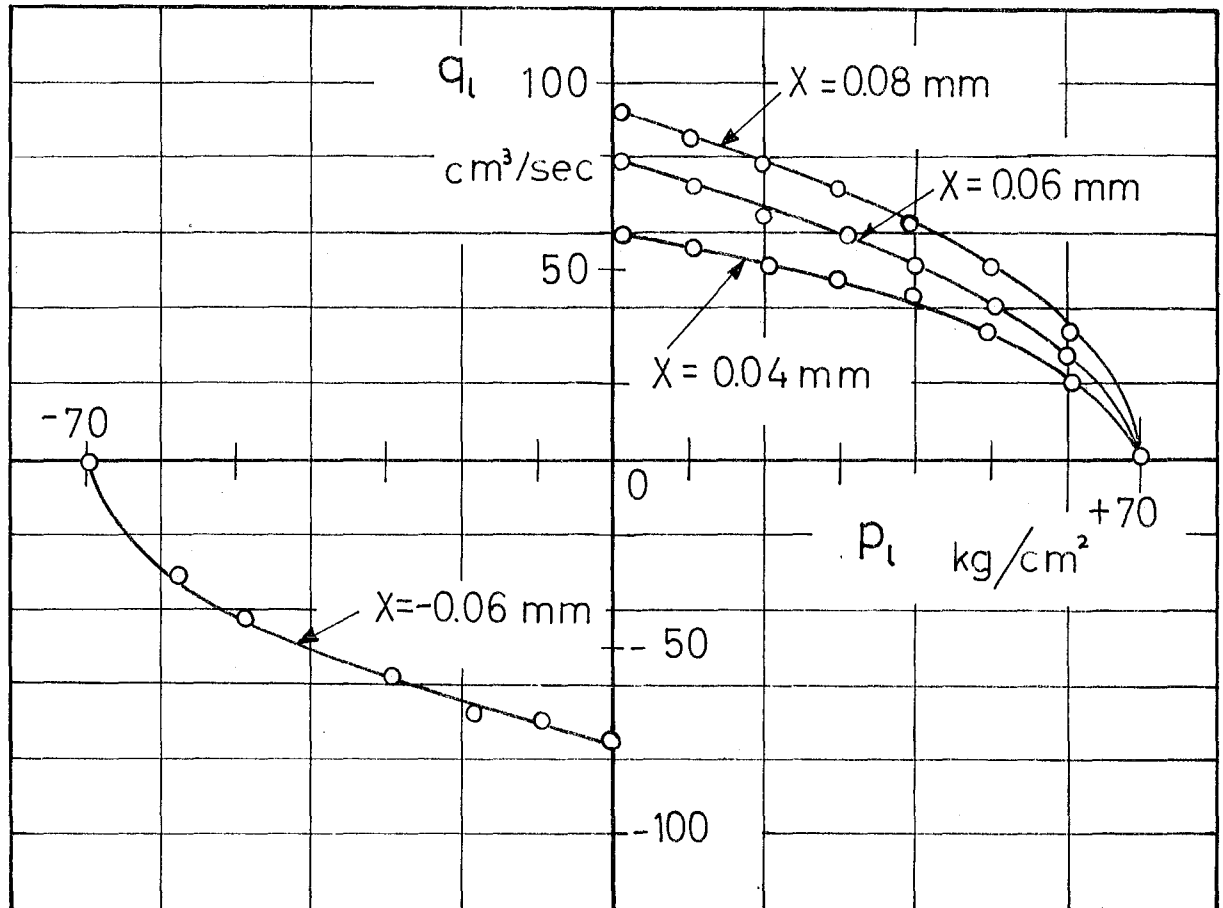
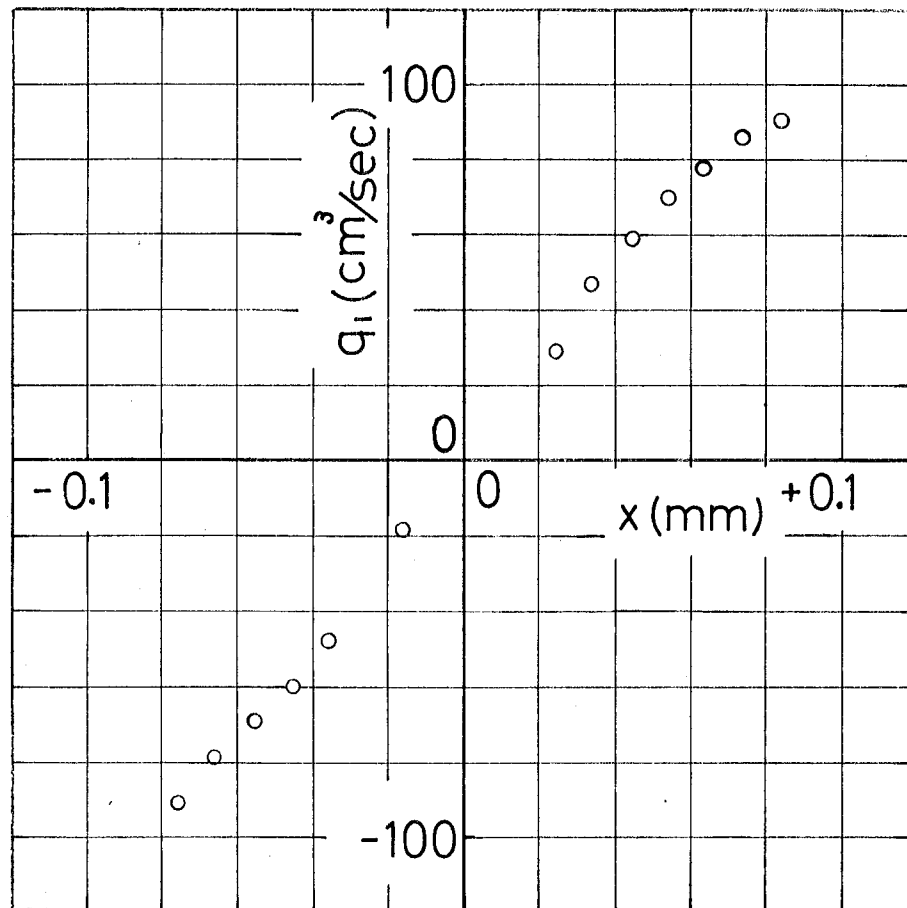


Fig.4.9 Load flow-pressure characteristics



No - Load Flow characteristics

Fig. 4.10

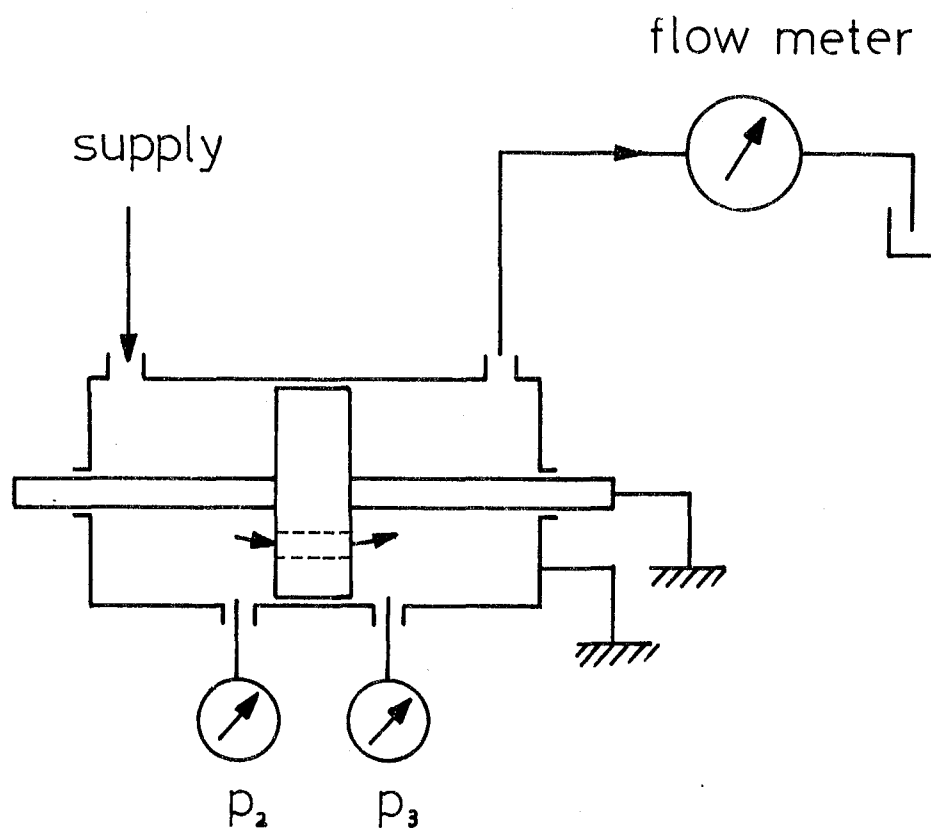


Fig.4.11 Measurement of internal leakage flowrate

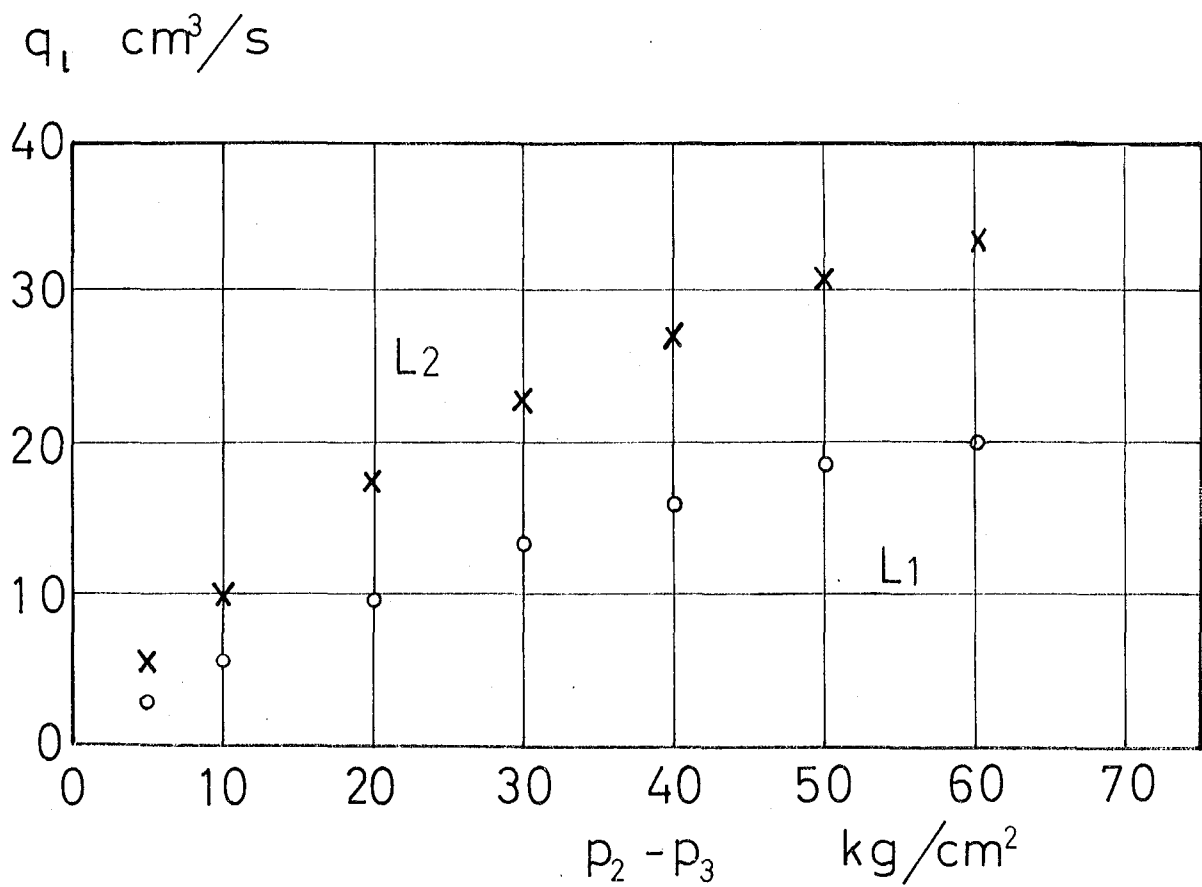


Fig. 4.12 Internal leakage flow characteristics

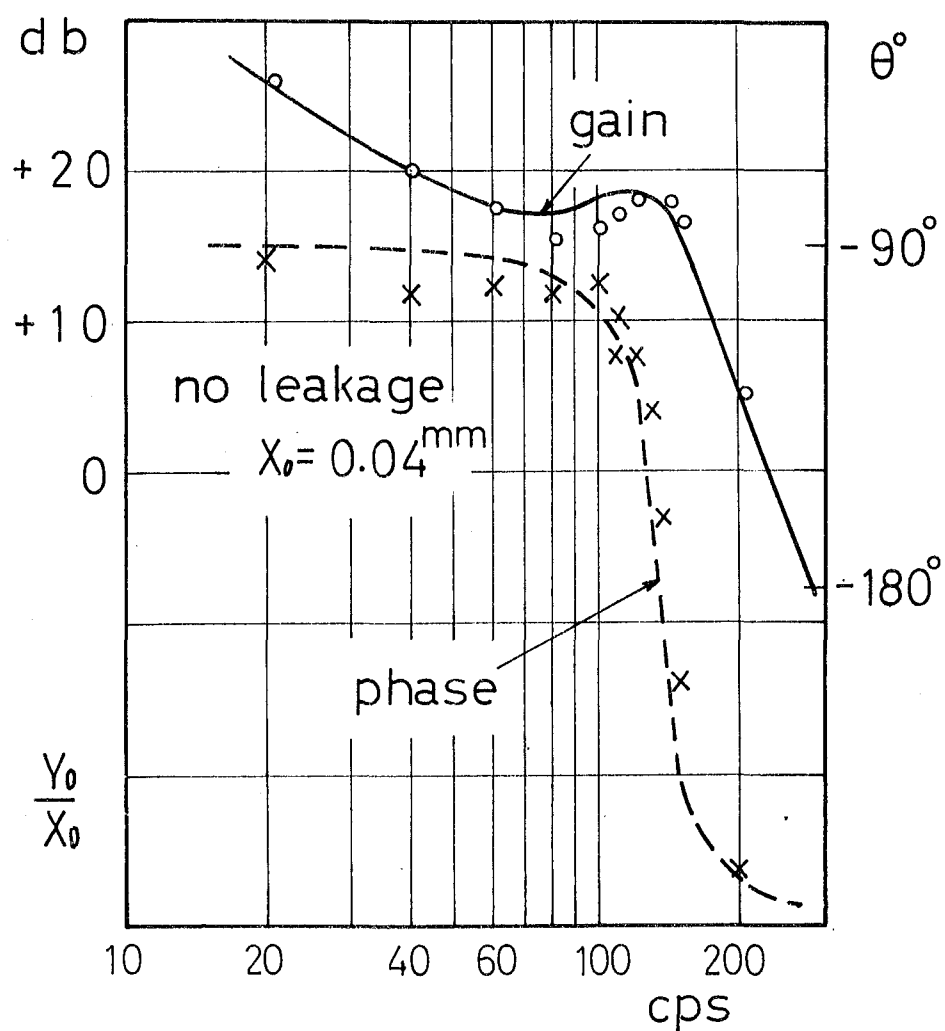


Fig. 4.13 Frequency response of four-way valve servomotor having inertia load

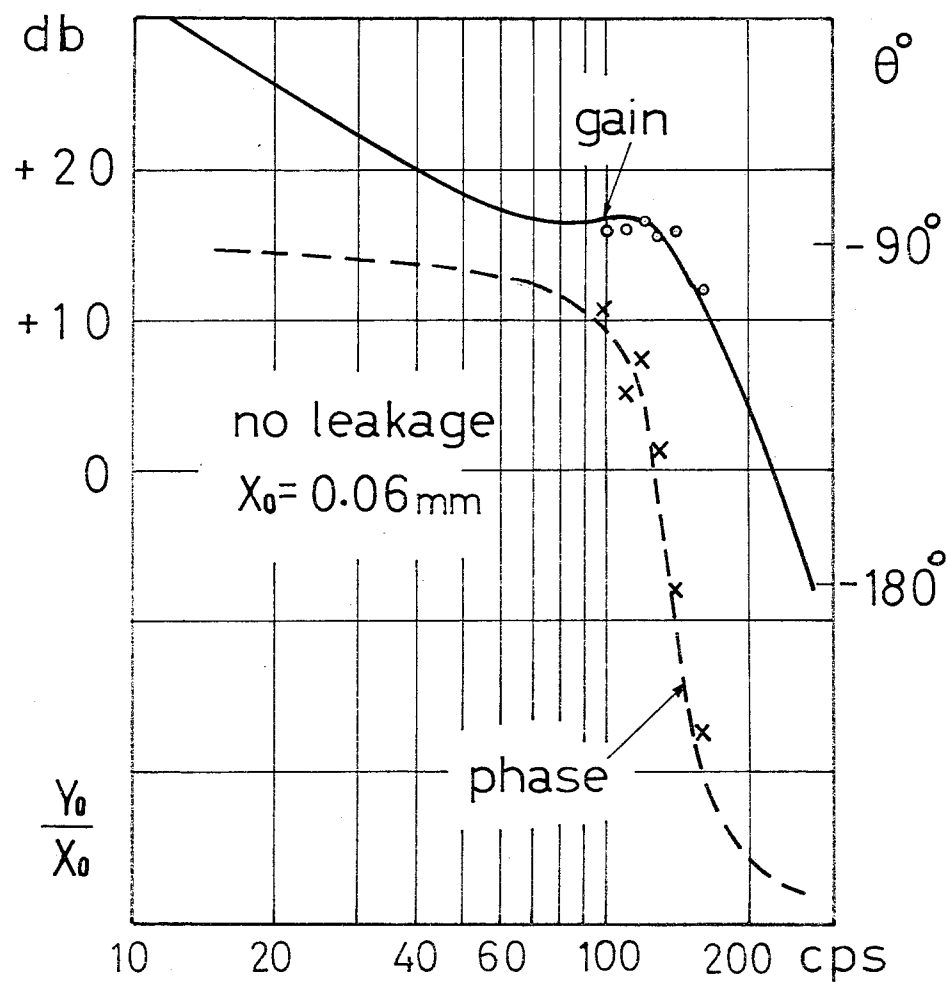


Fig. 4.14 Frequency response of four-way valve servomotor having inertia load

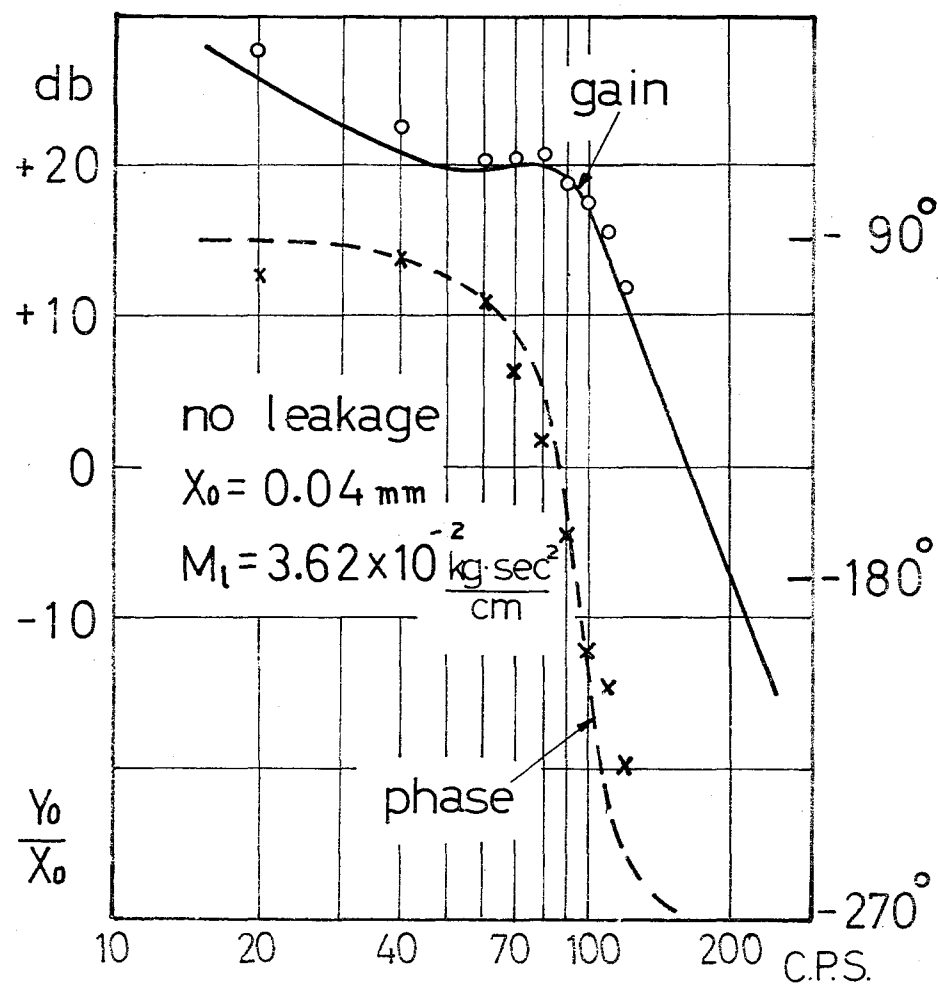
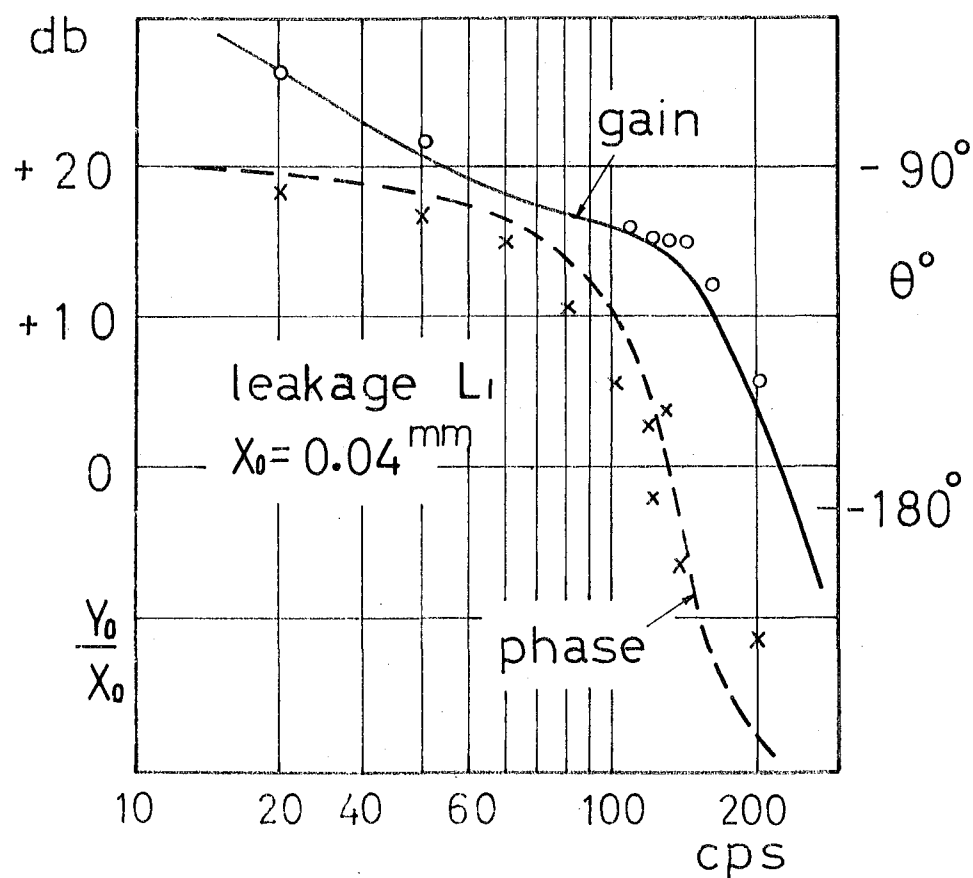
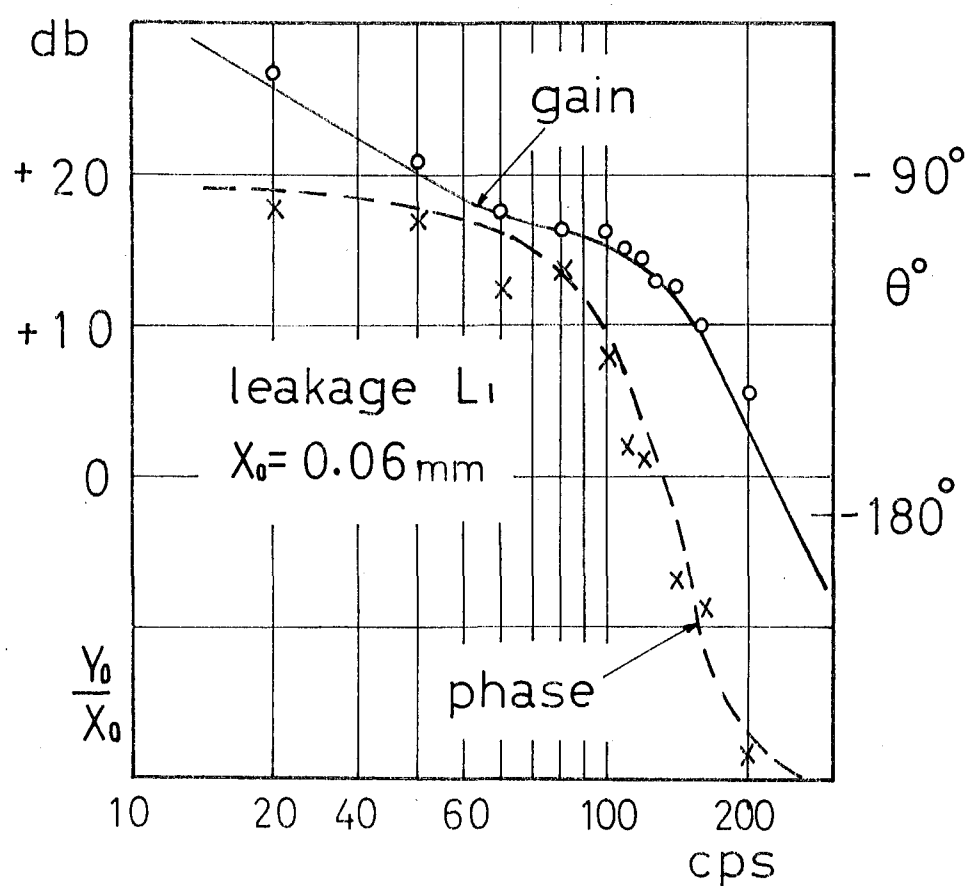


Fig.4·15 Frequency response of four-way valve servomotor having inertia load



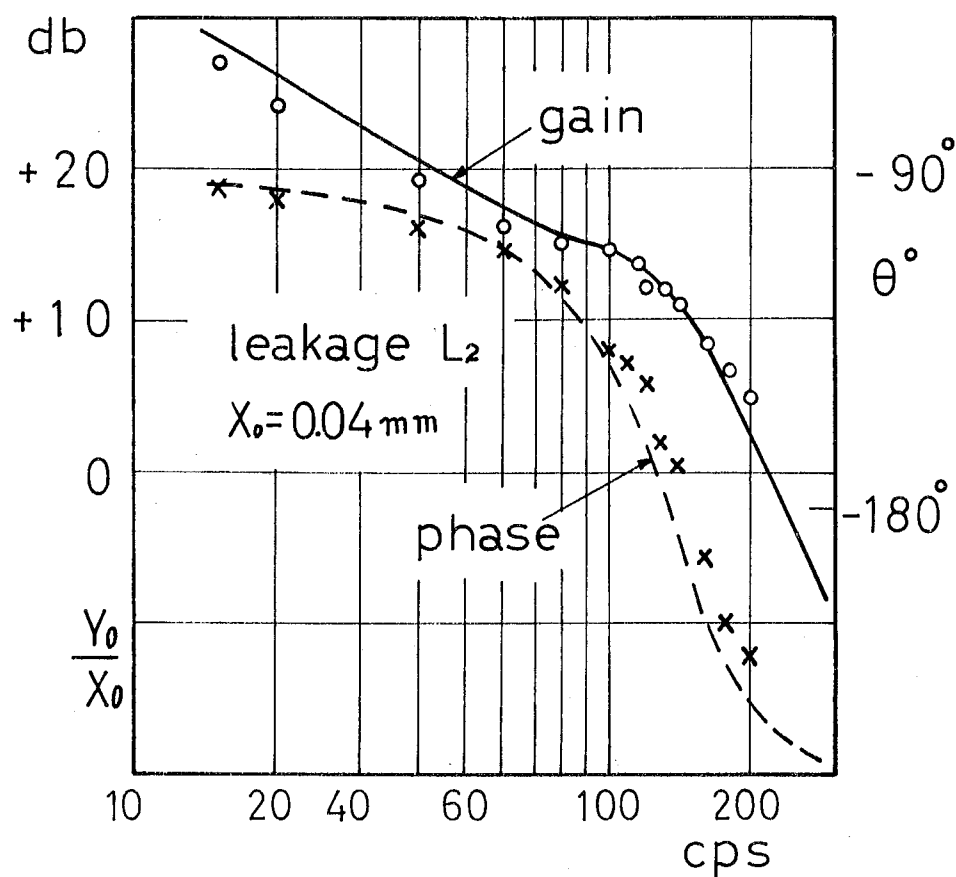
Frequency response of four-way valve servomotor having inertia load and internal leakage

Fig. 4·16



Frequency response of four-way valve servomotor having inertia load and internal leakage

Fig. 4.17



Frequency response of four-way valve servomotor having inertia load and internal leakage

Fig. 4·18

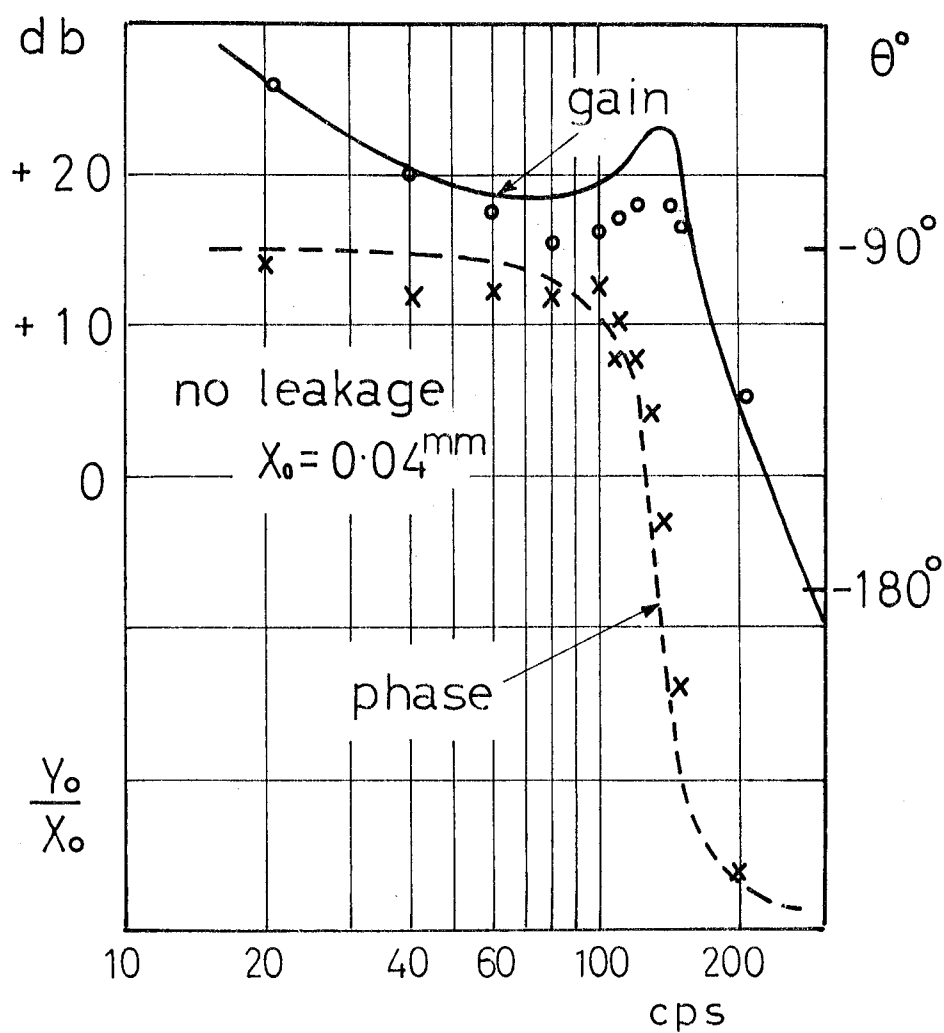


Fig. 4.19 Frequency characteristics by linear approximation

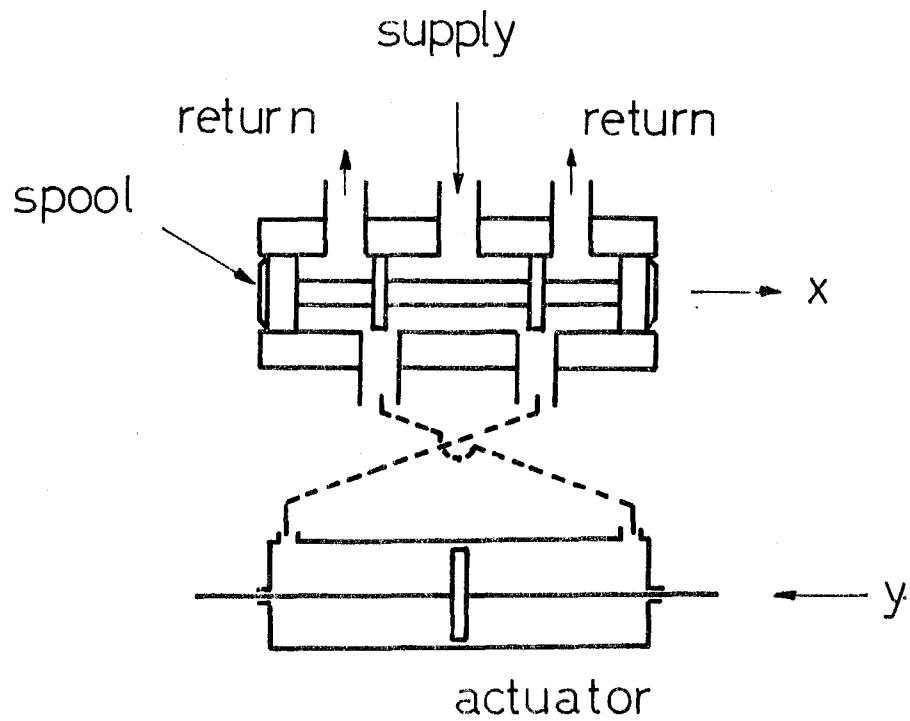


Fig. 5.1 Four-way valve with under-lap and actuator

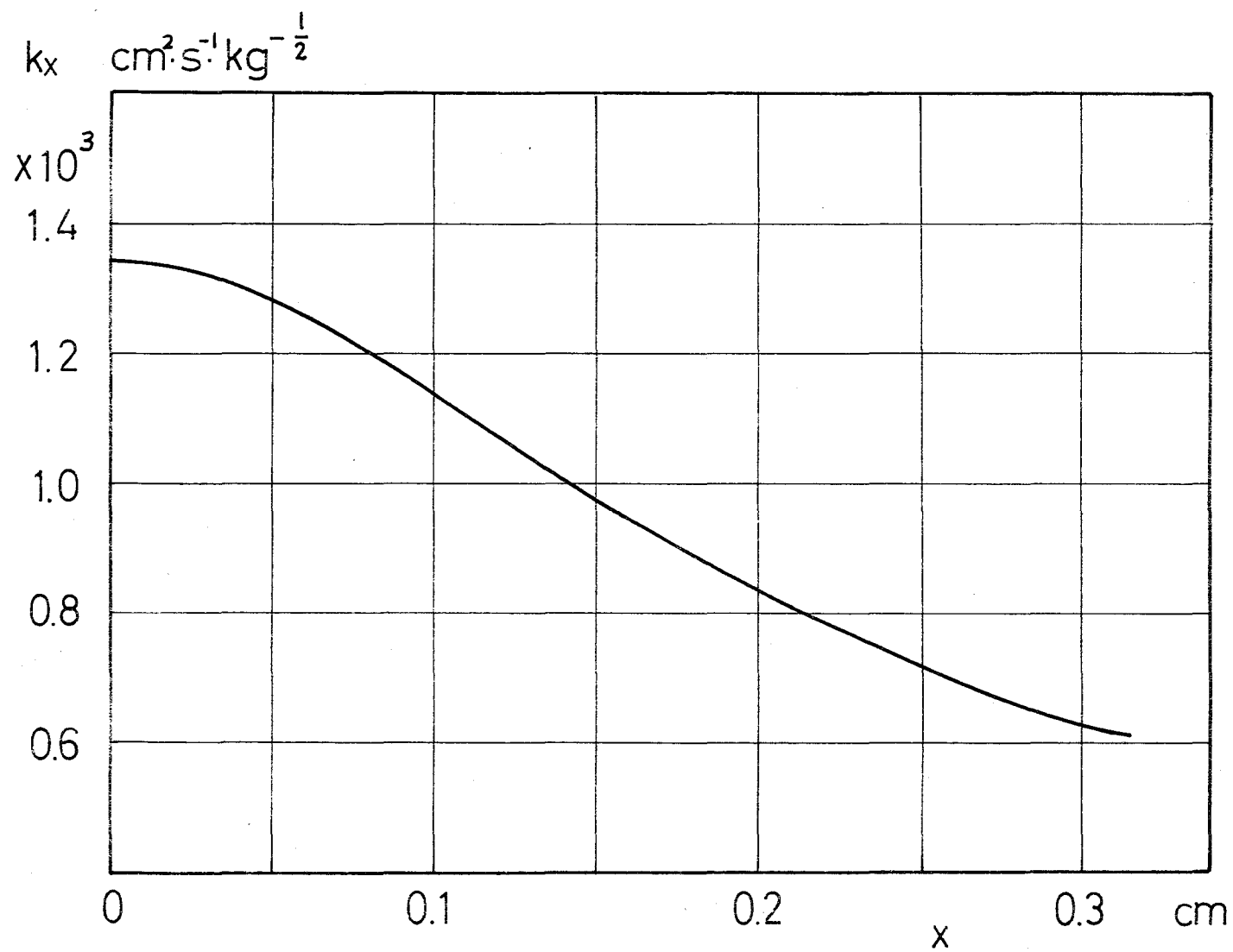


Fig. 5.2

$k_x \sim x$

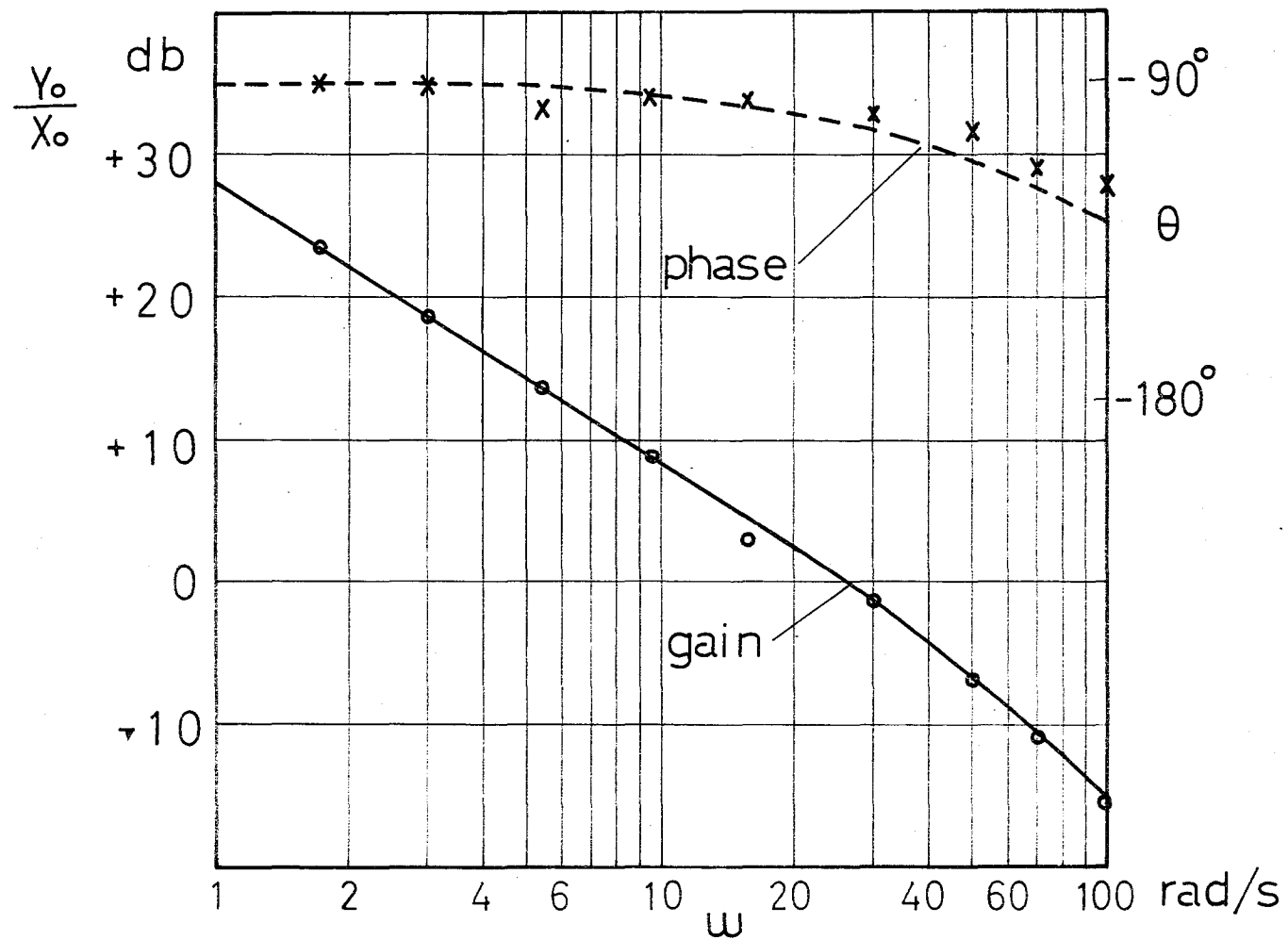


Fig. 5.3 Frequency response when $\Delta u=0$, $X_o=0.161$ cm

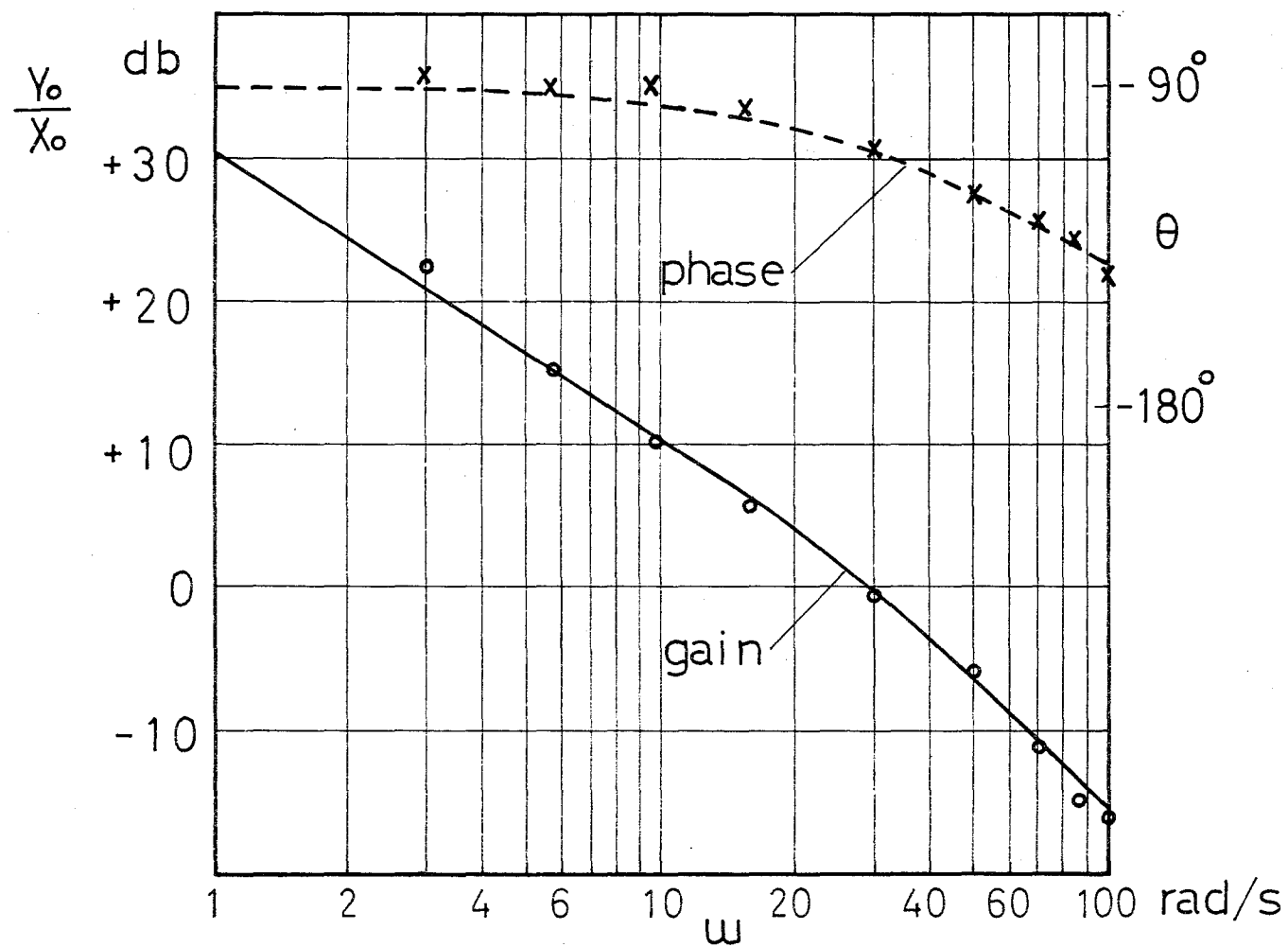


Fig. 5·4 Frequency response when $\Delta u=0.05\text{ cm}$, $X_o=0.161\text{ cm}$

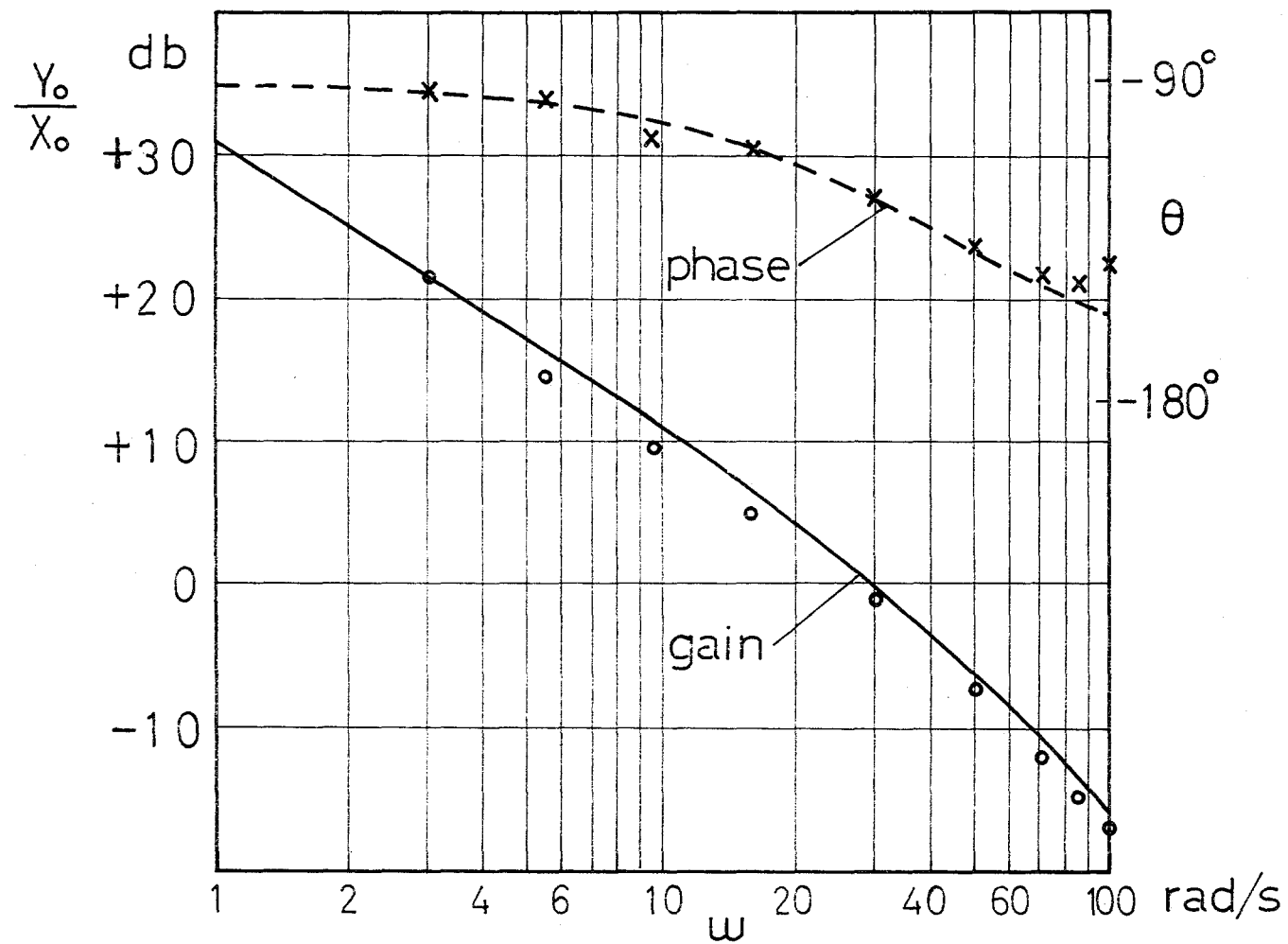
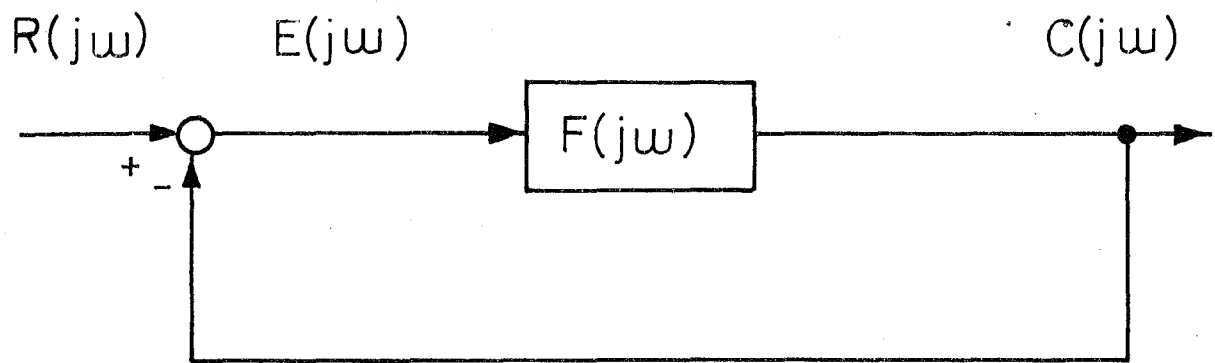
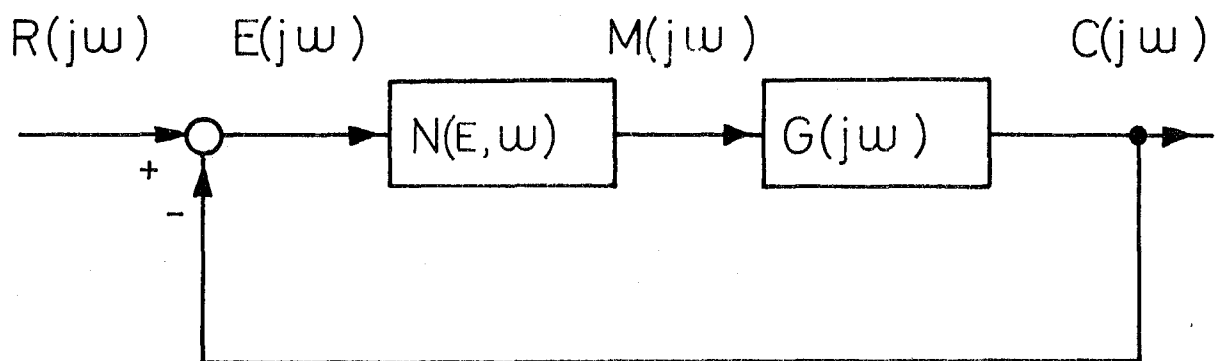


Fig . 5.5 Frequency response when $\Delta u = 0.15$ cm , $X_o = 0.161$ cm



(a) Linear system



(b) Nonlinear system

Fig. 6.1 Blockdiagram of closed system

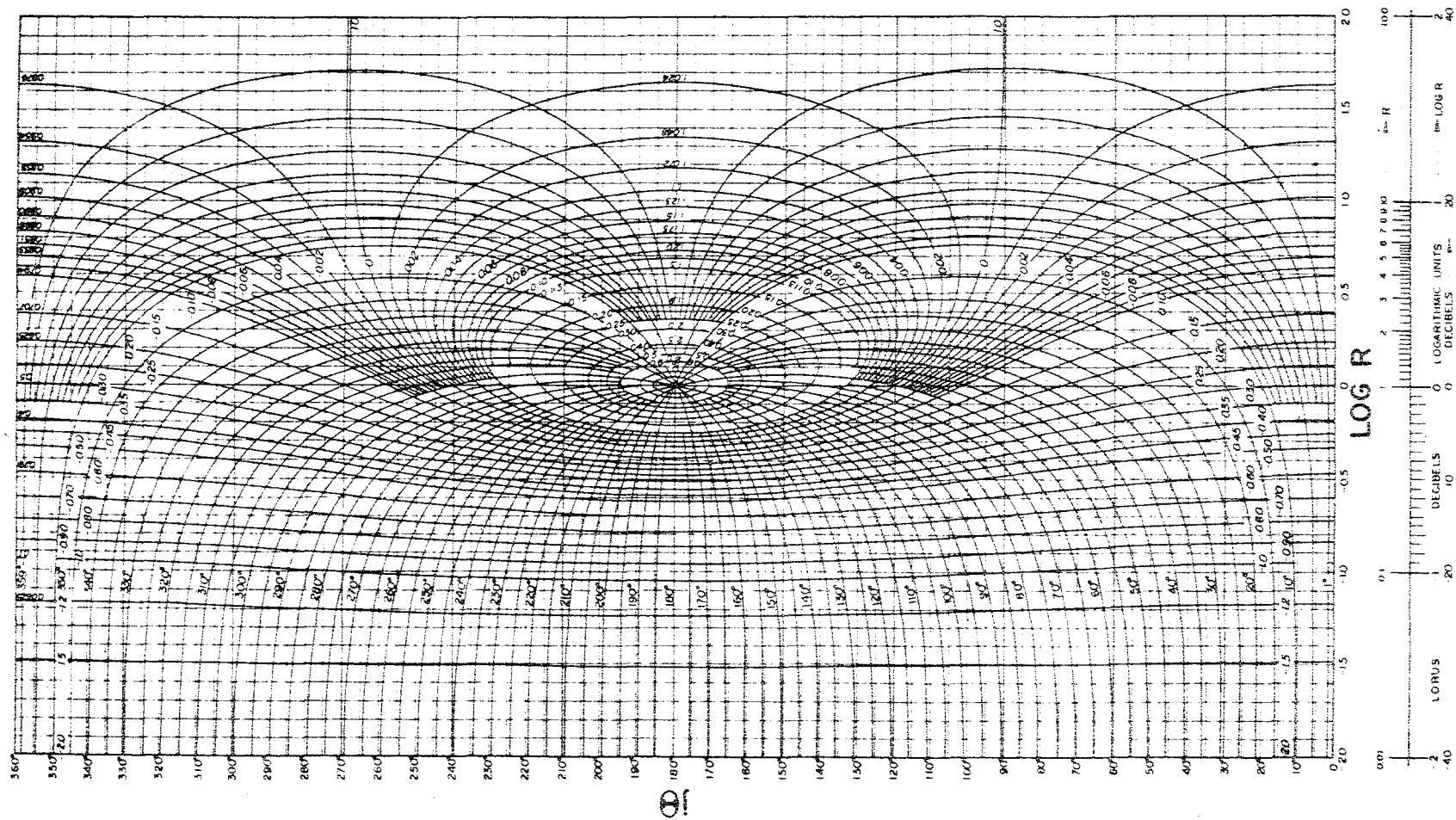


Fig. 6.2 Conventional Nichols chart

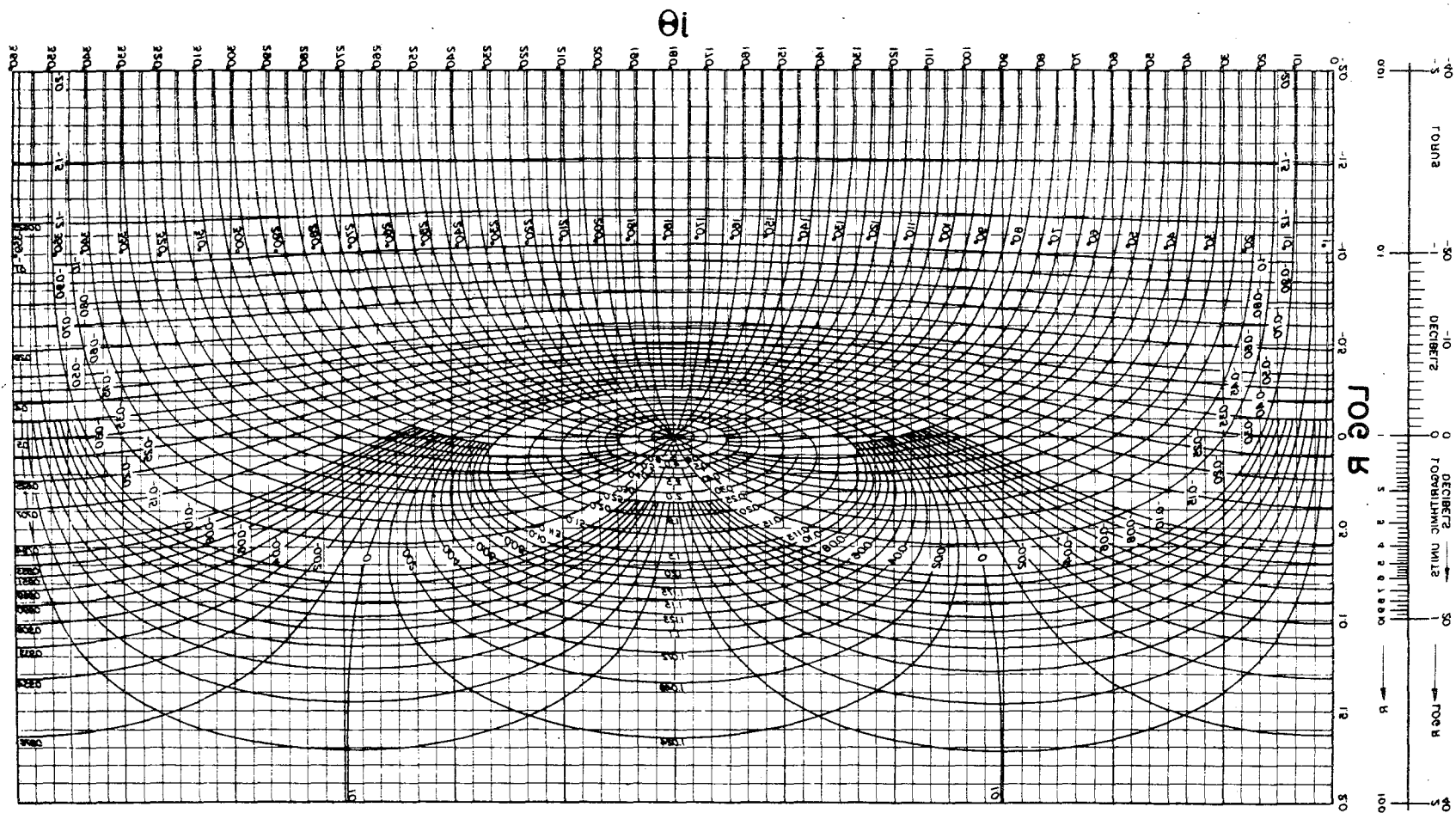


Fig. 6-3 Inverted Nichols chart

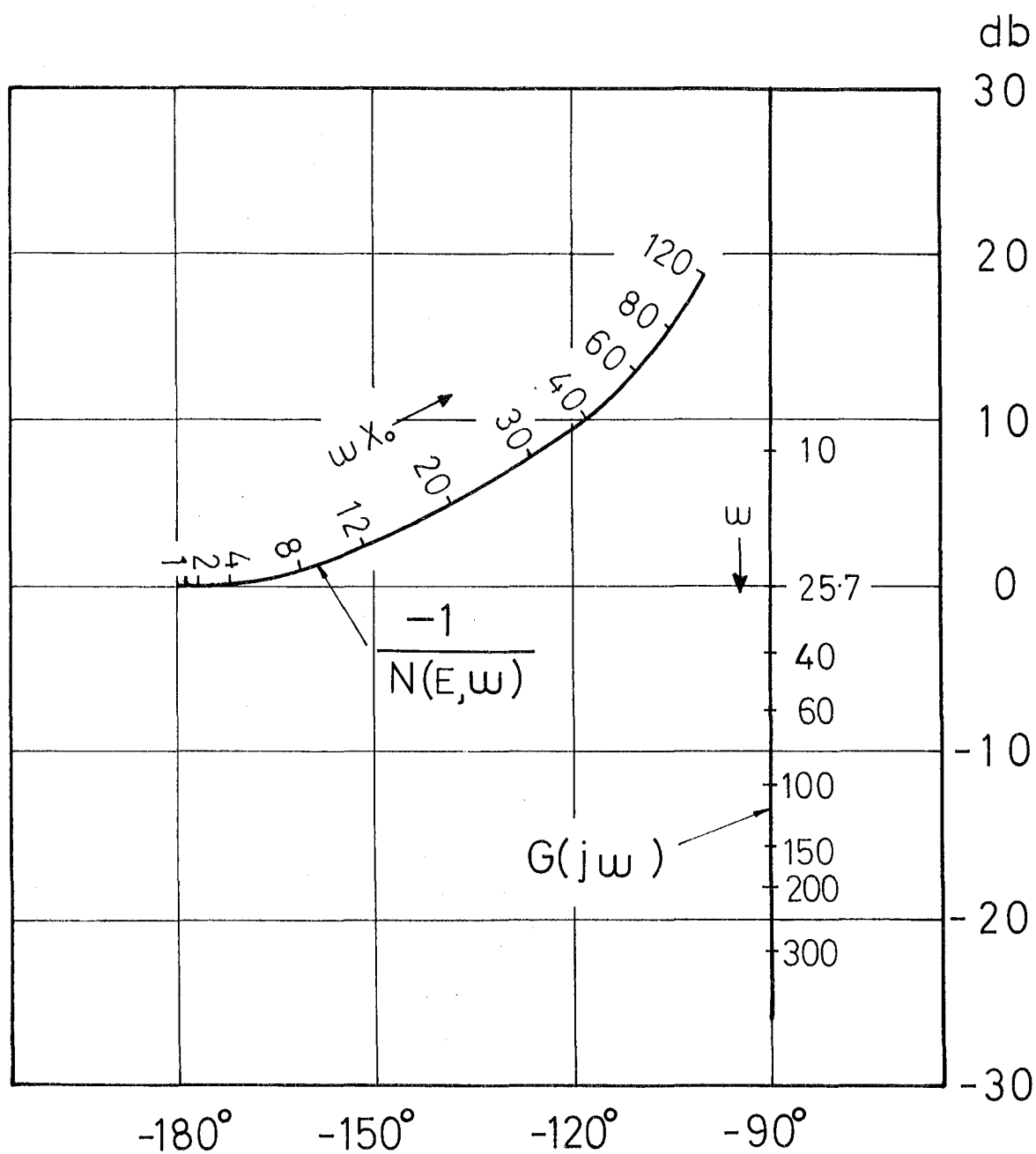


Fig. 6.4 Gain phase-angle diagram

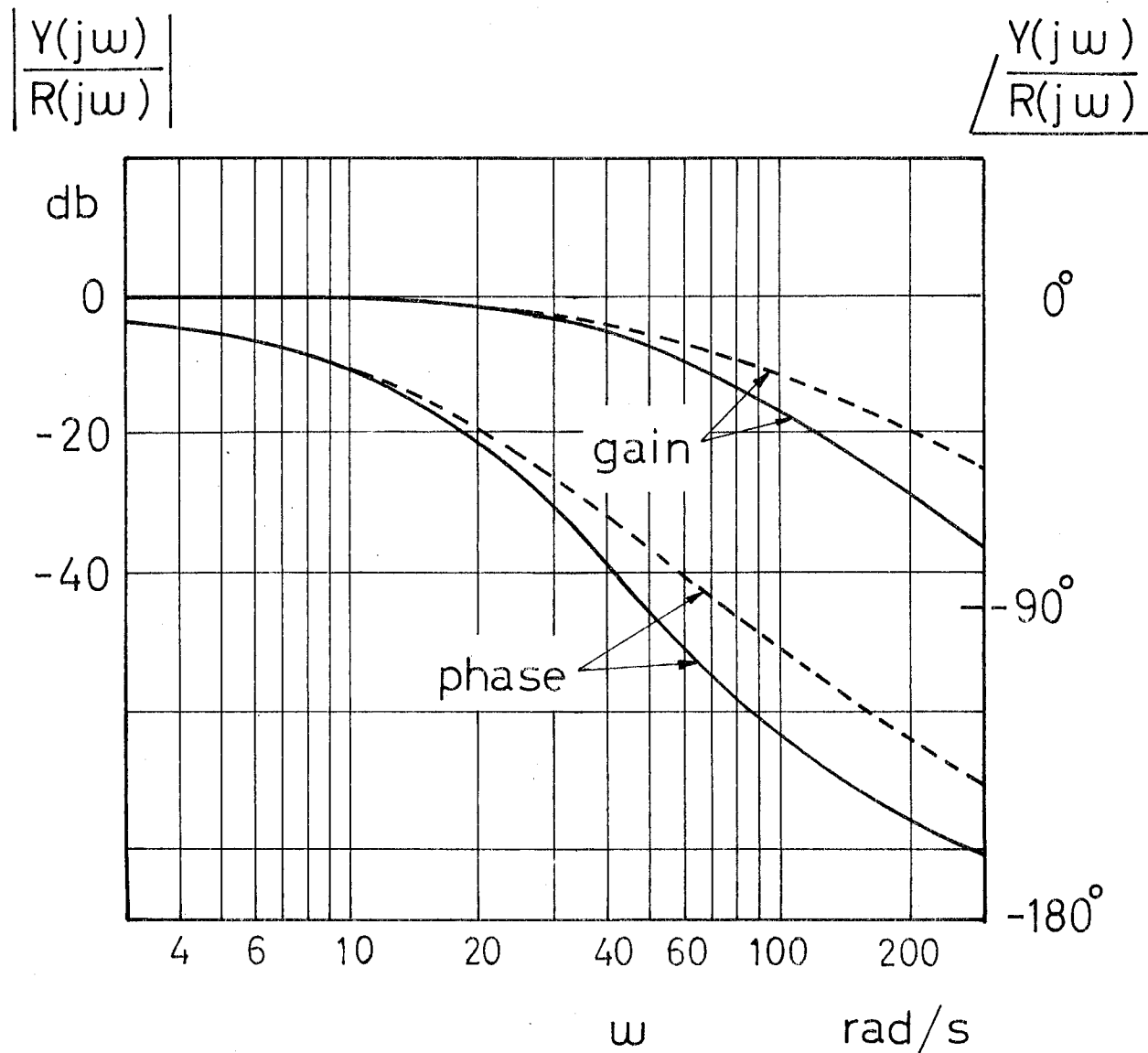


Fig. 6.5 Frequency characteristics of closed loop

圖 集

才 II 編

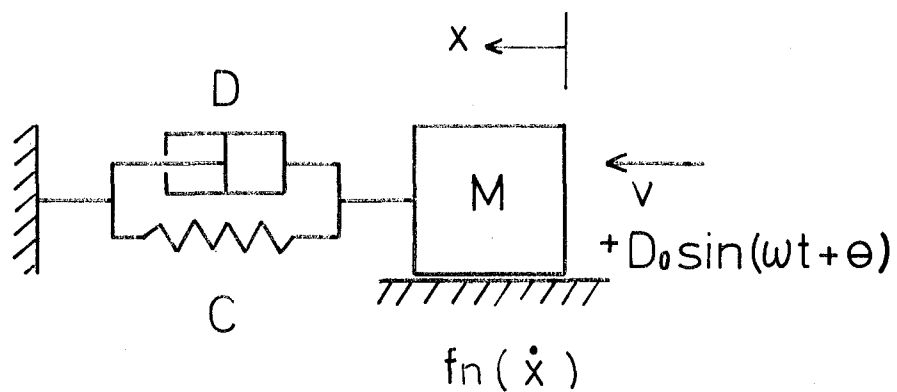


Fig. 2·1 The model of servovalves
from the view point of mechanical
characteristics

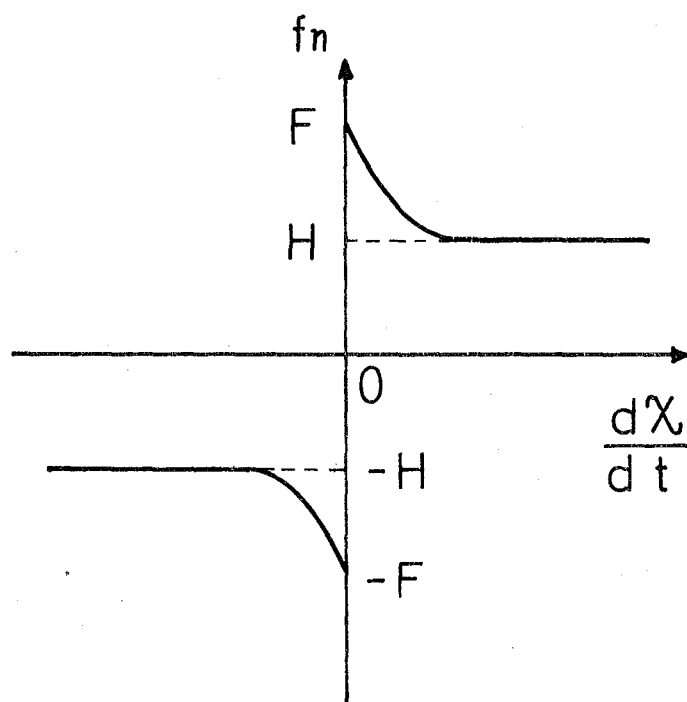


Fig. 2·2 Nonlinear friction

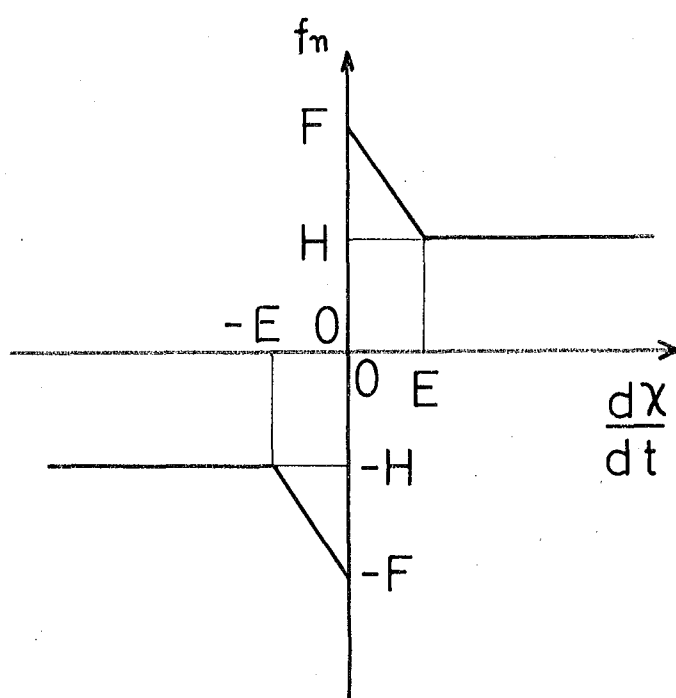


Fig. 2.3 Approximate representation of the nonlinear friction

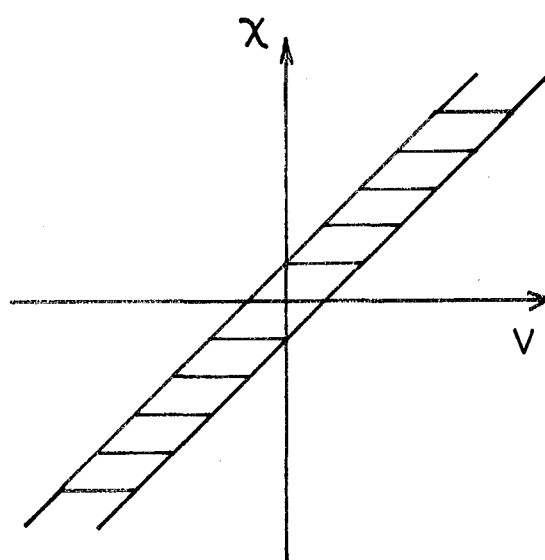


Fig. 2.4 Hysteresis loop when the dither is not used.

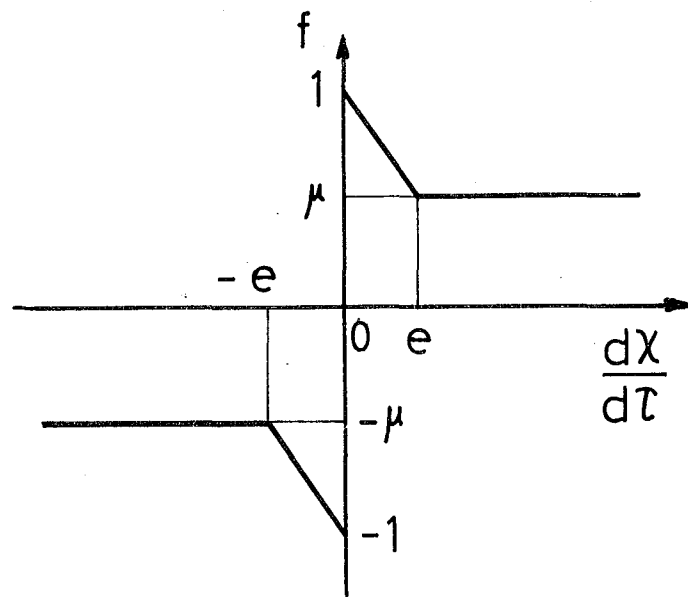


Fig.2.5 Normalized nonlinear friction

東京工業大学 329931

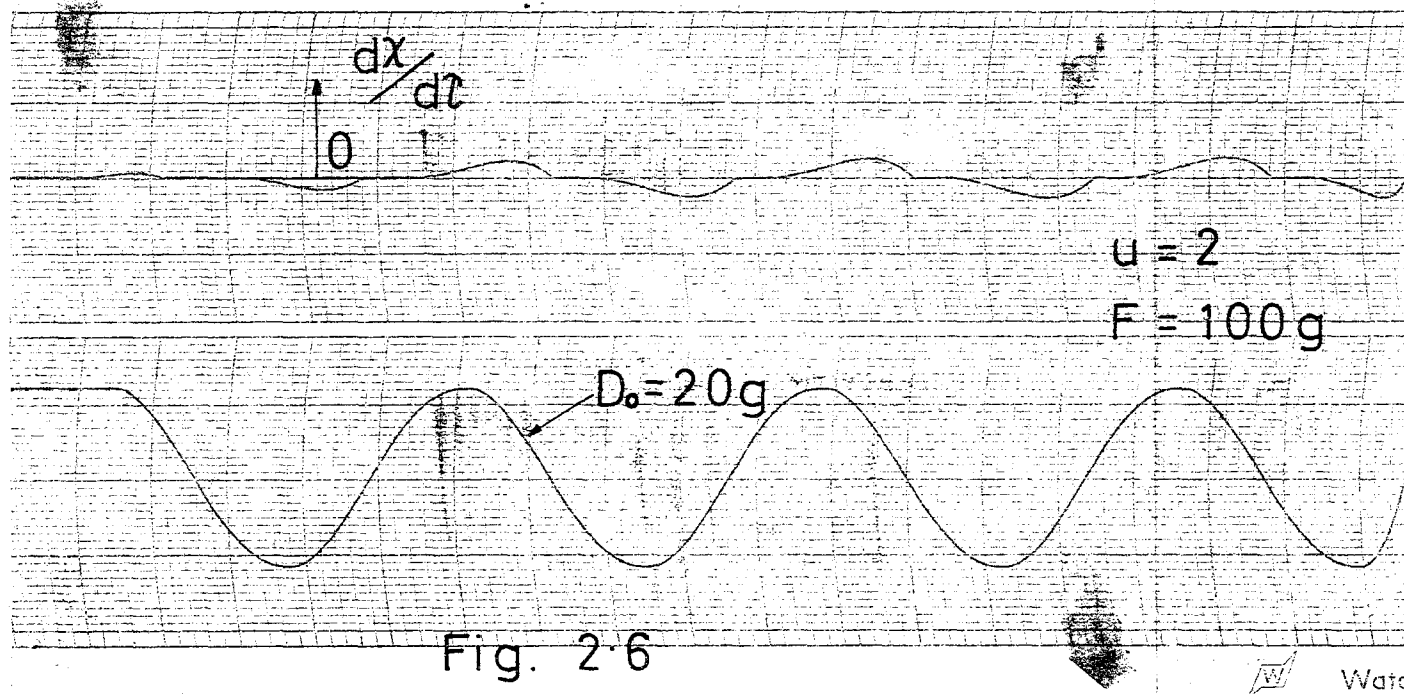


Fig. 2.6

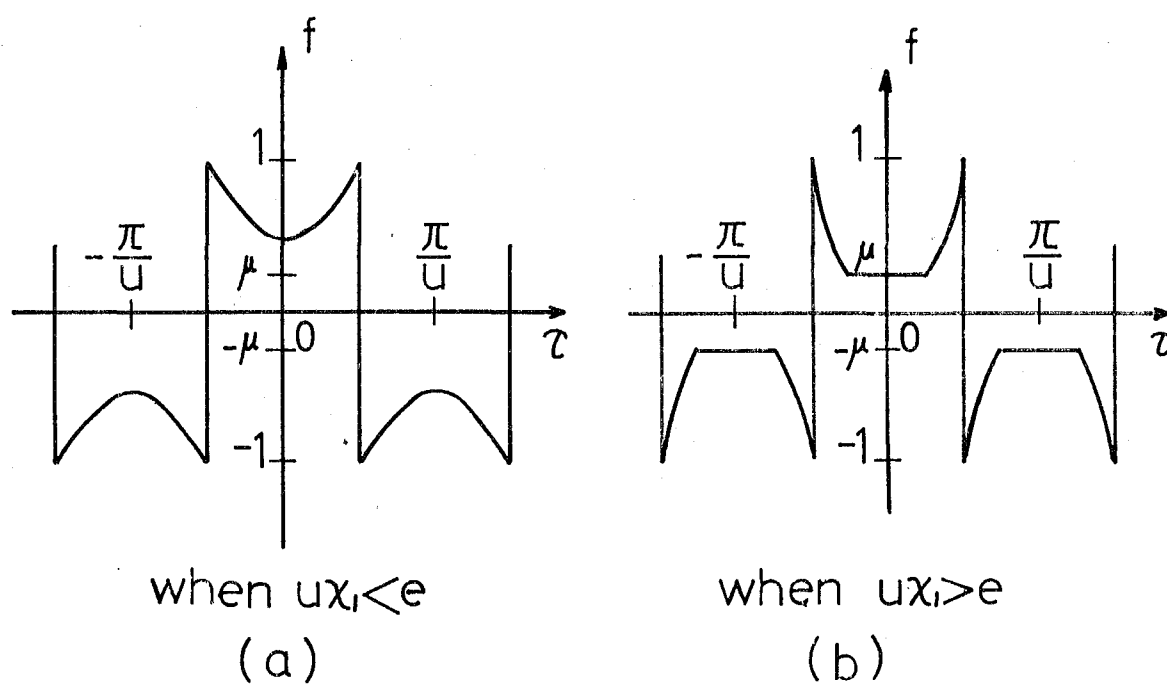
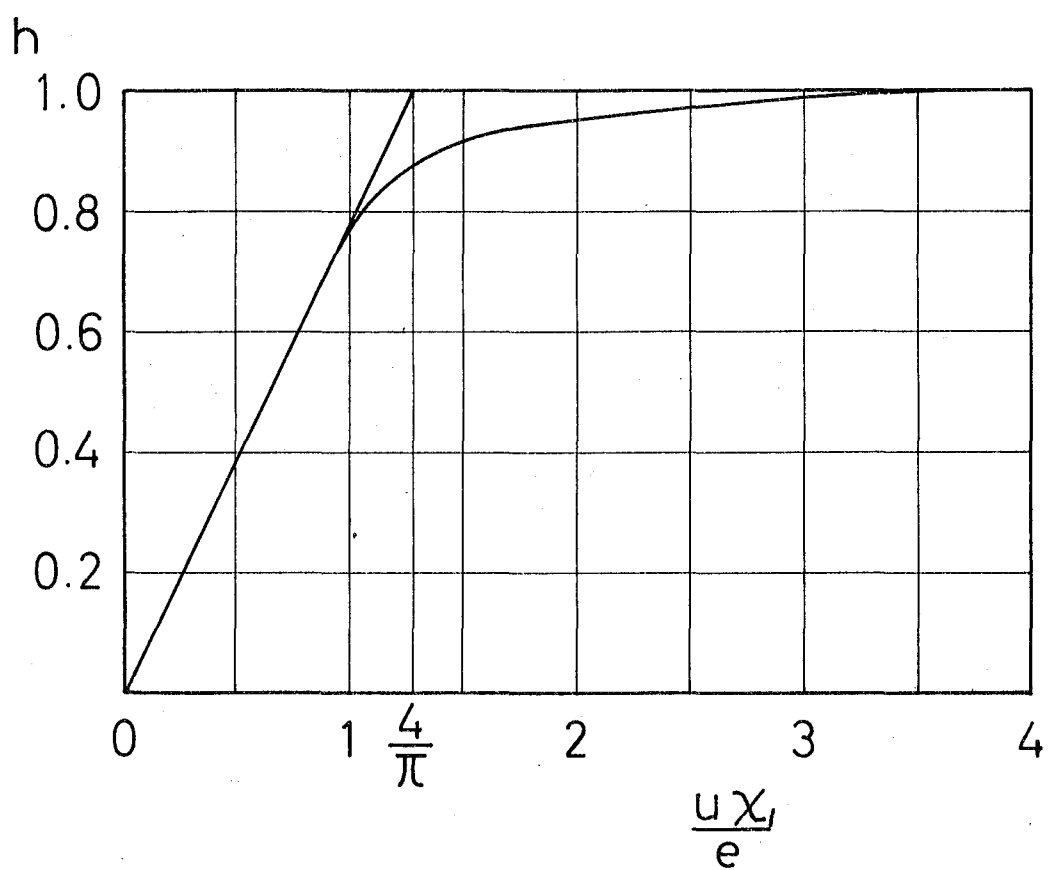


Fig. 2.7 Waveforms of the nonlinear friction force when $d\chi/d\tau = u\chi_1 \cos u\tau$.

Fig. 2·8 $h(\frac{u\chi_l}{e})$

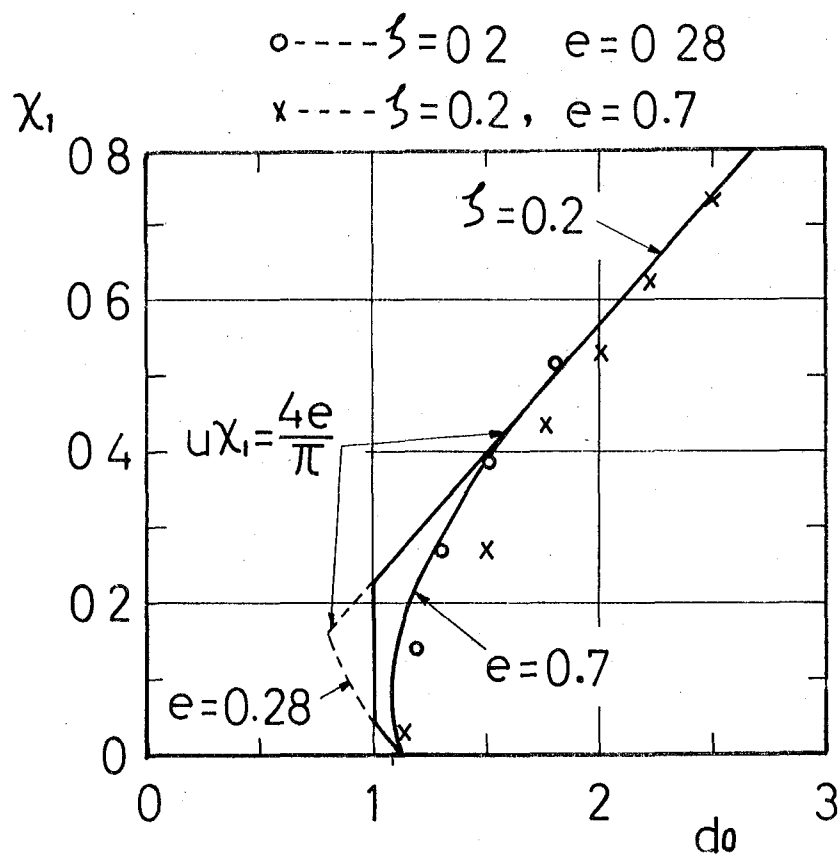


Fig.2.9 Amplitude of the fundamental component of χ , $u=2$

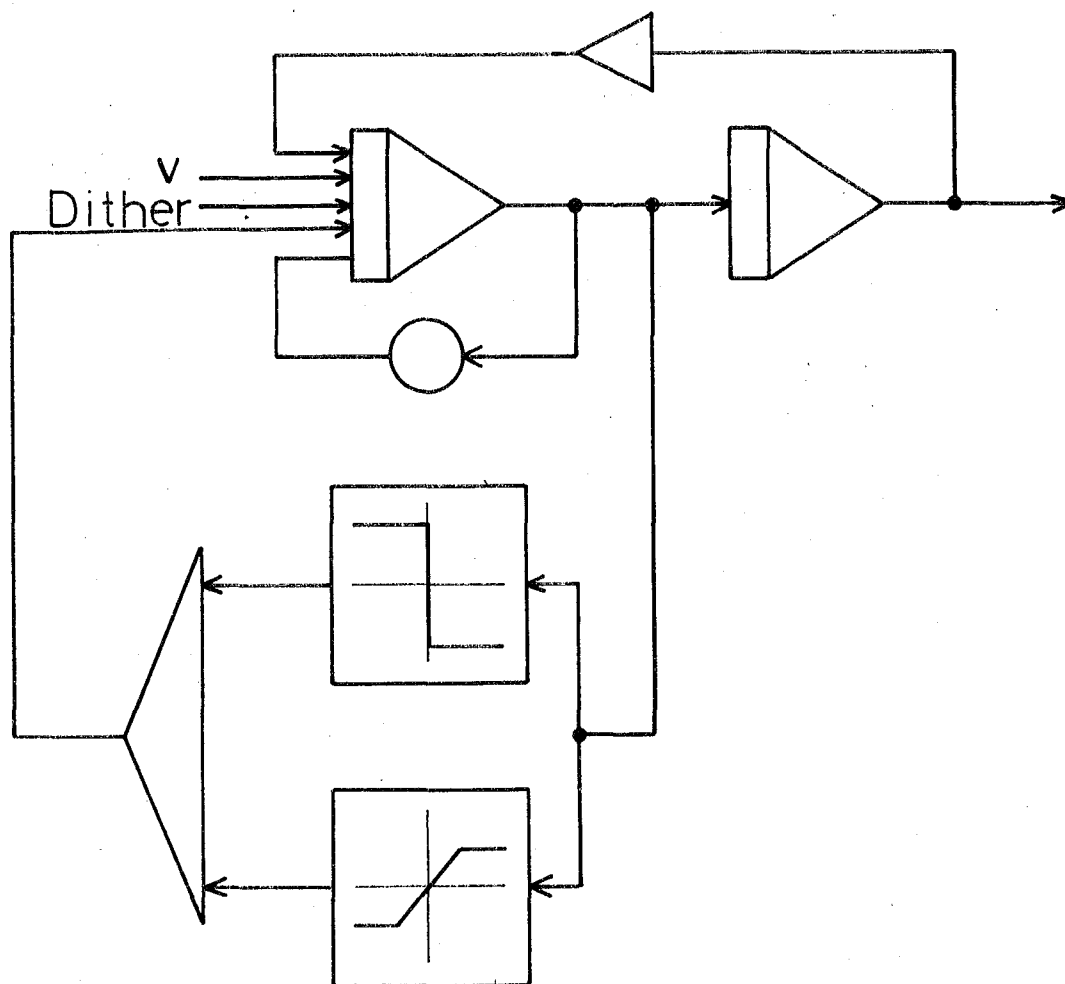
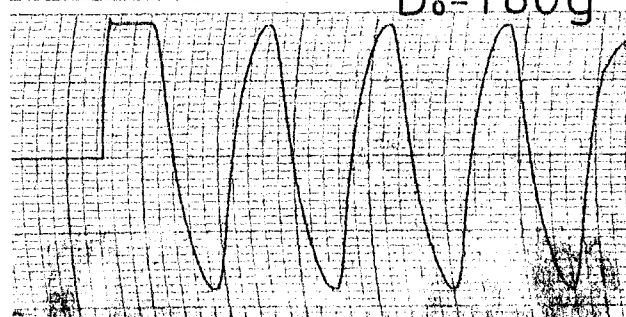
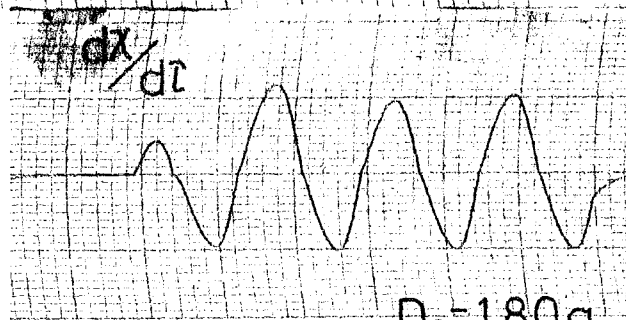
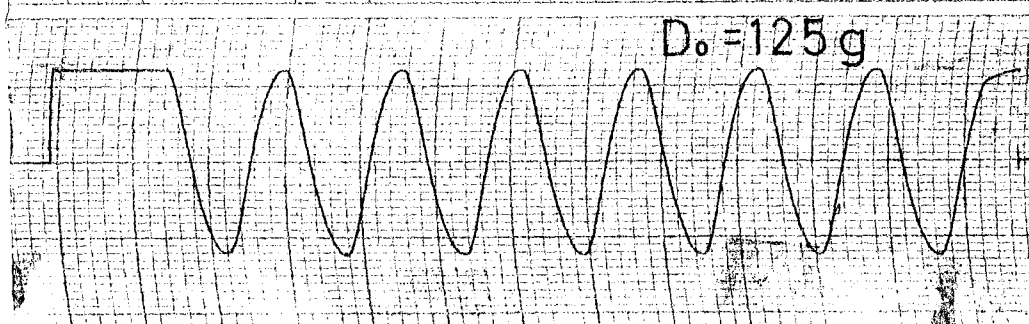
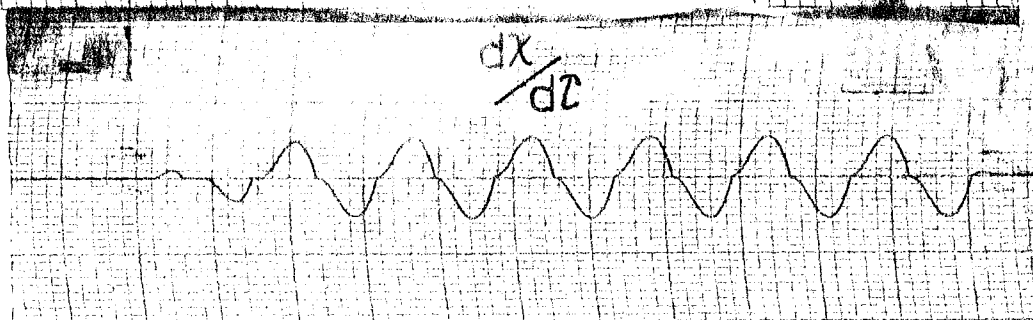
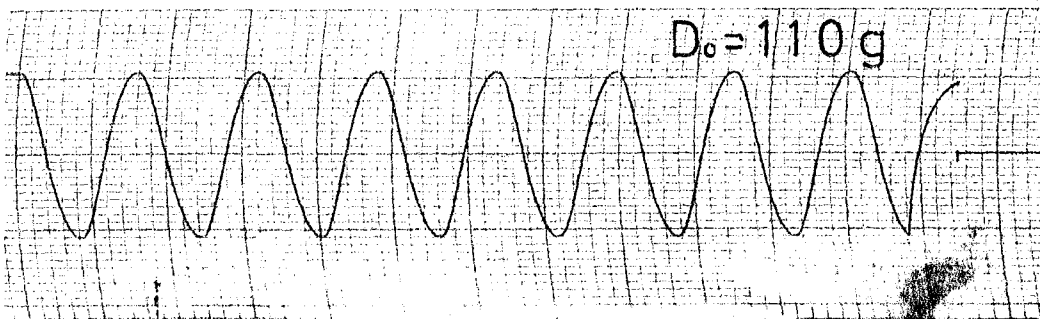
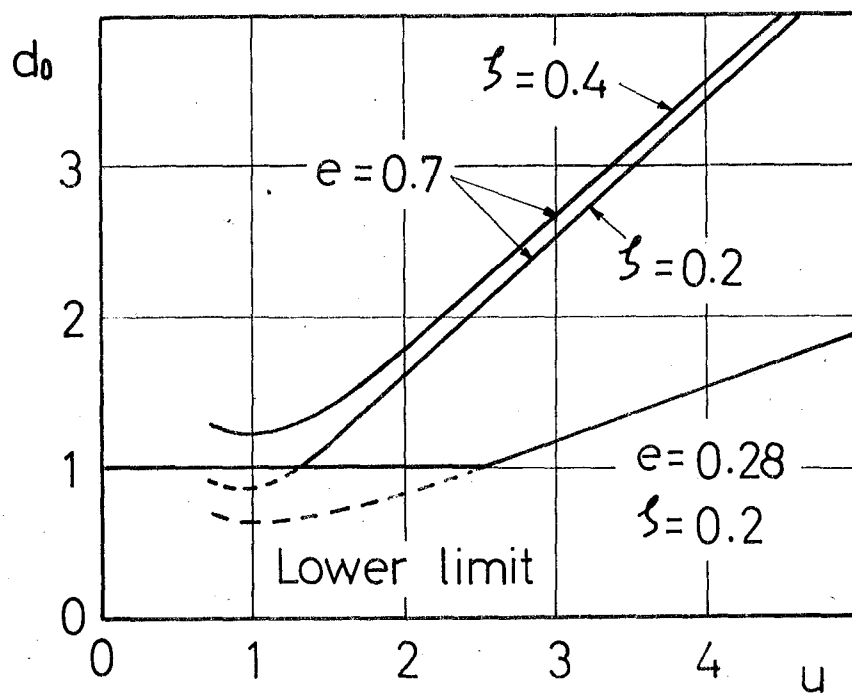
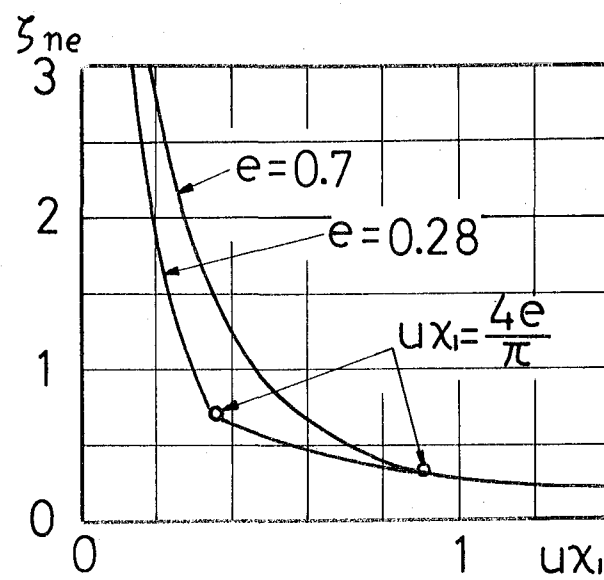


Fig.2:10 Block diagram of the analogue computation

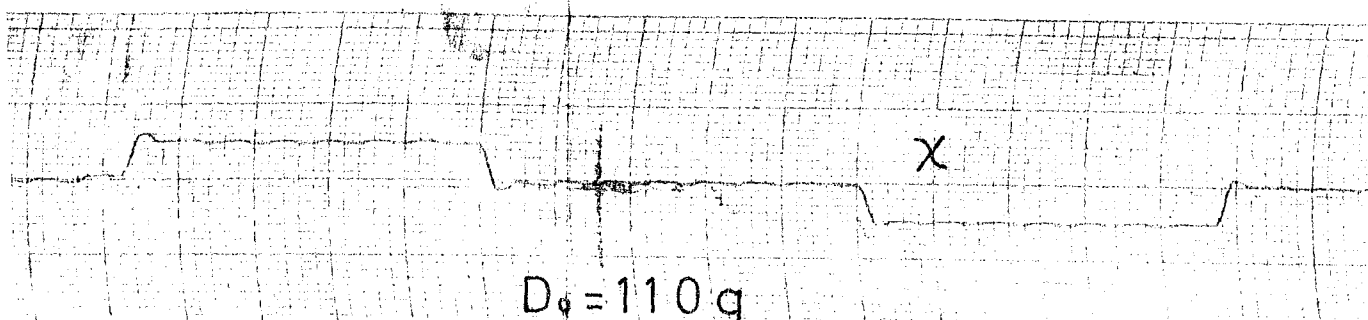


Fig.2.12 Upper limit of d_0

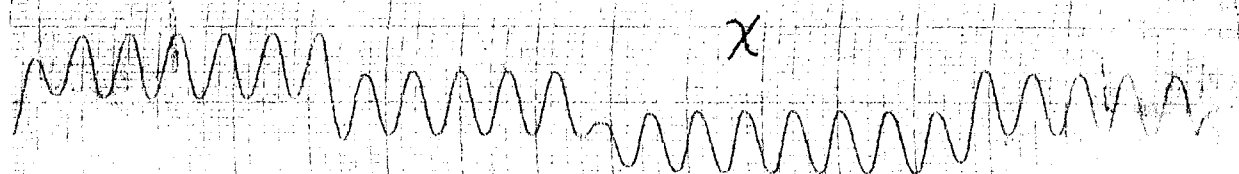


Equivalent damping ratio
due to the nonlinear
friction

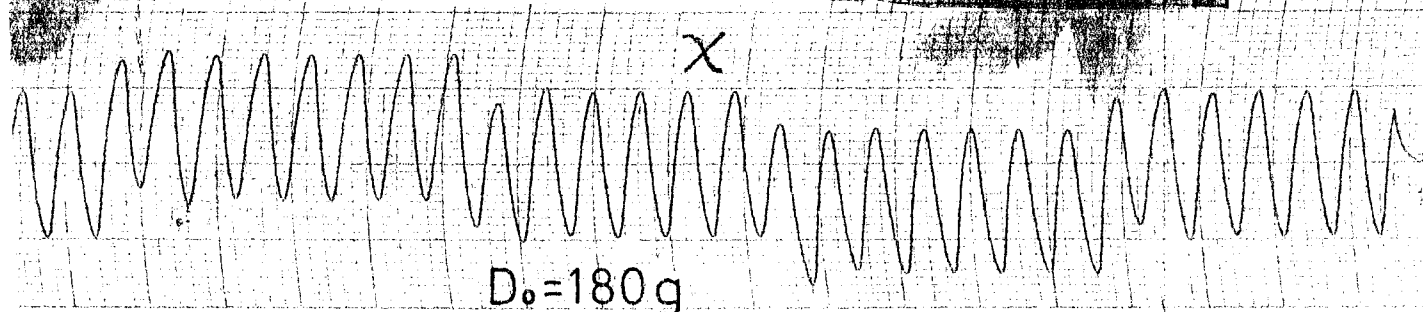
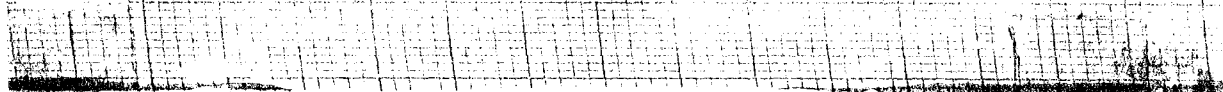
Fig. 2·13



step 25 g



step 25 g



step 25 g

Fig. 2.14

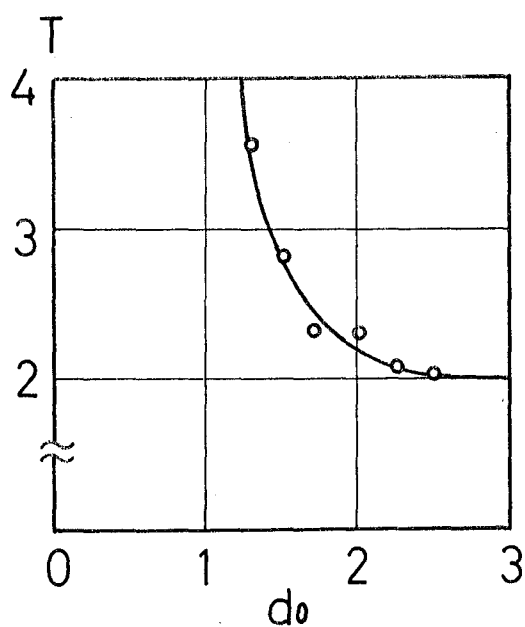


Fig.2.15 Response time from the beginning of the step of the input to the time when the mean value of the output becomes equal to the value of the input.

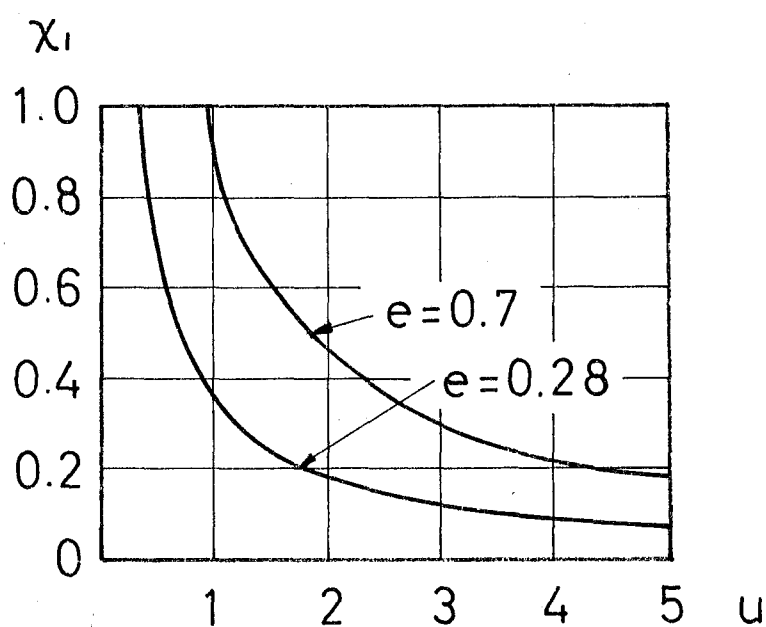


Fig. 2.16 $\chi_i = \frac{4e}{\pi u}$

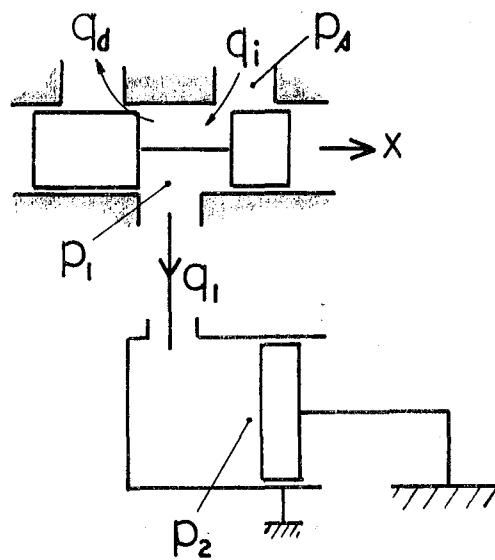


Fig. 3.2 Three-way valve
and fixed piston

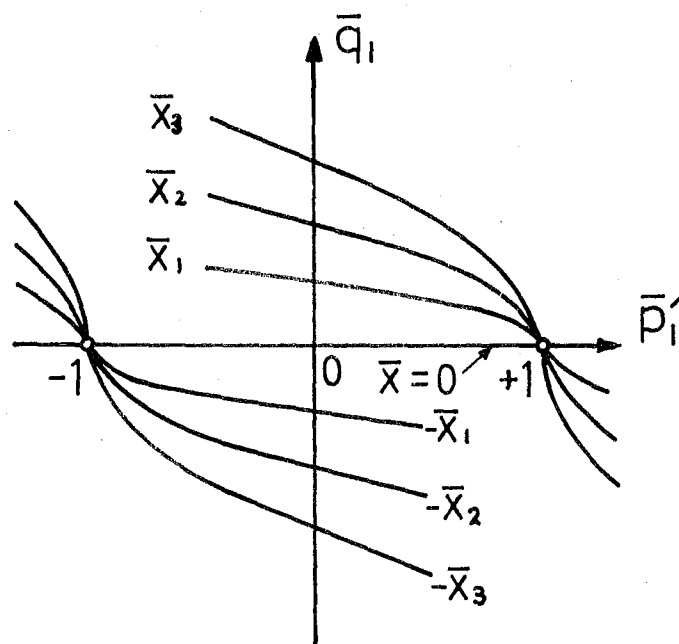


Fig. 3.3 $\bar{q}_1$, $\bar{p}'_1$ characteristics.

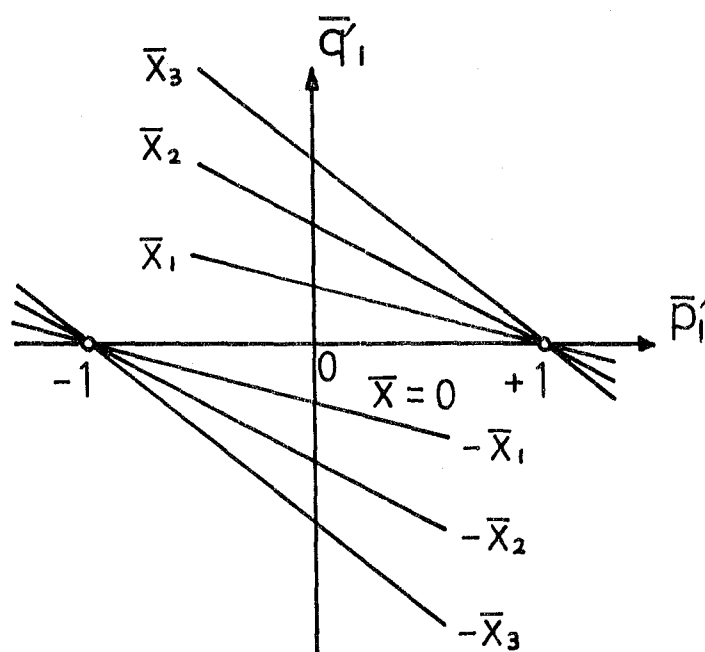


Fig. 3·4 Approximate $\bar{q}_1, \bar{p}_1$ characteristics.

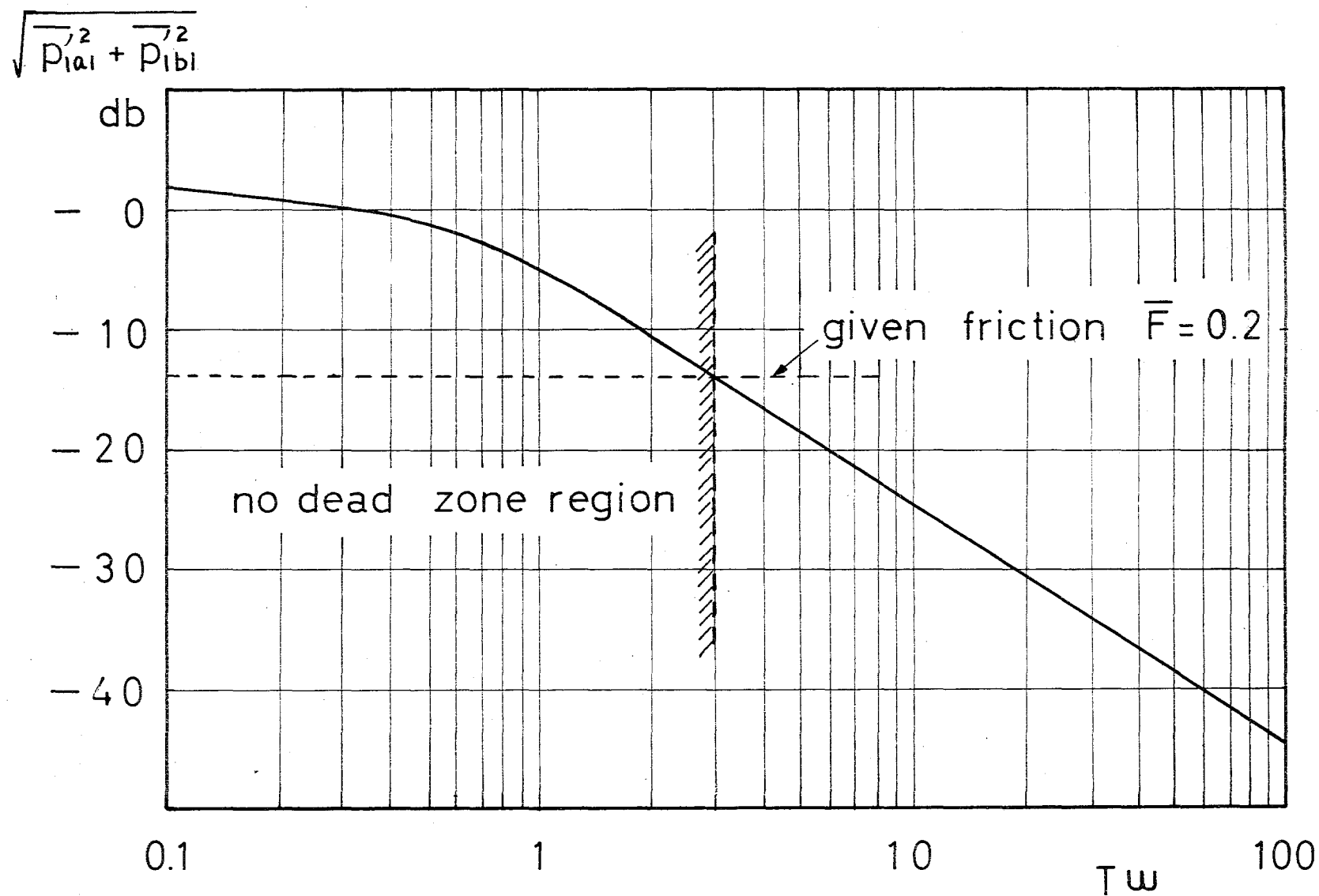
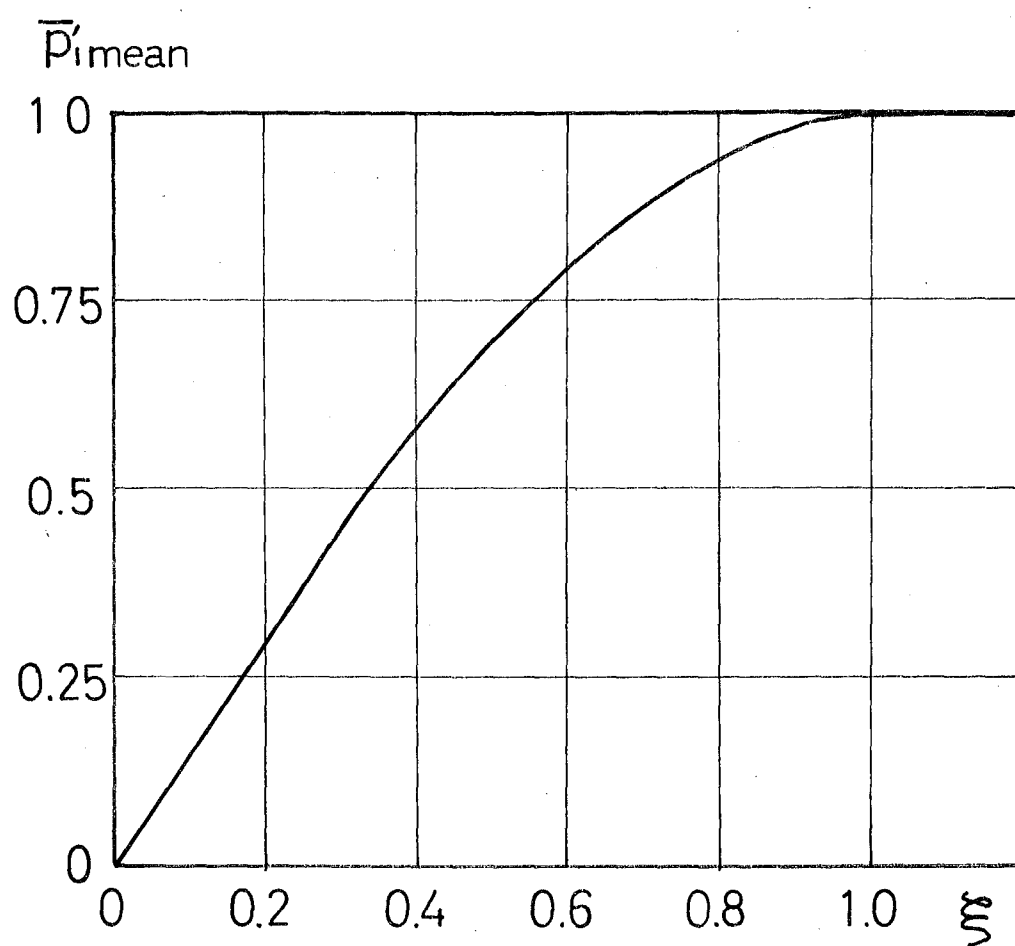


Fig.3.5 Fundamental component of $\bar{p}_i$ at the neutral position of the valve ($\xi = 0$)

Fig. 3.6 $\overline{p}_i$

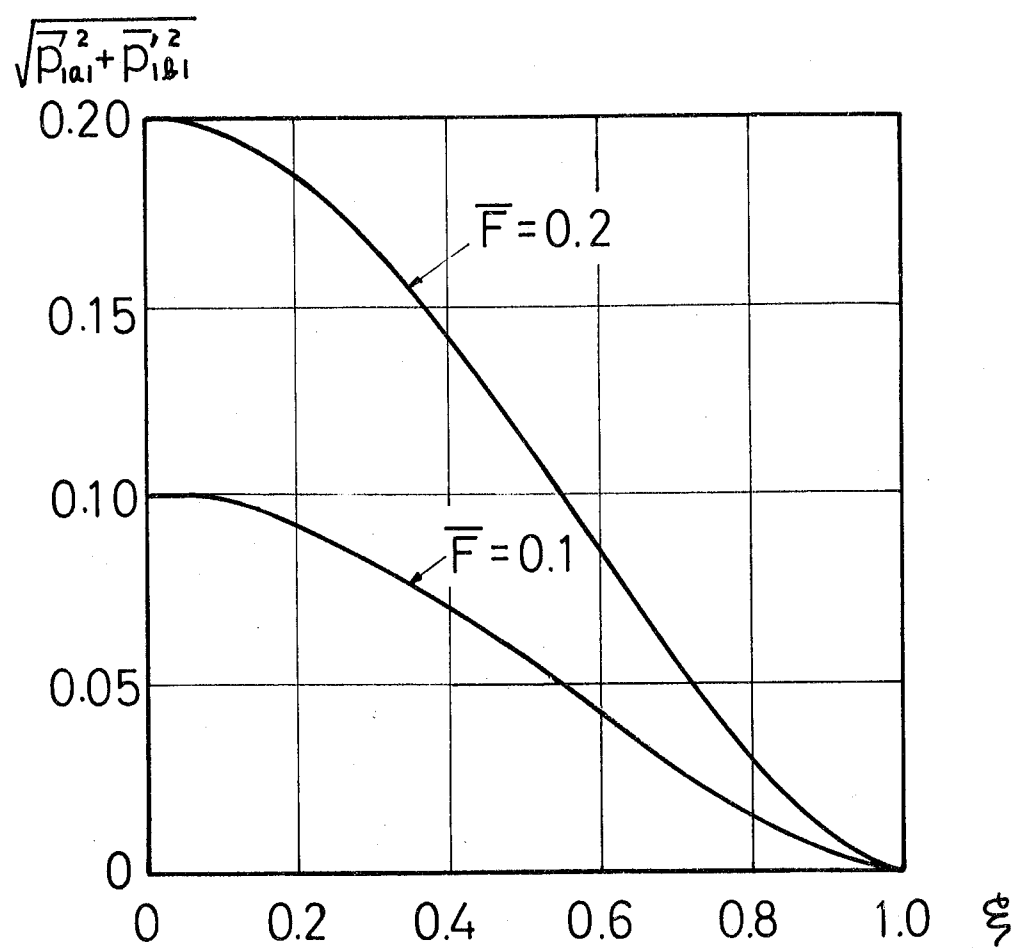


Fig. 3.7 $\sqrt{\overline{p}_{1a1}^2 + \overline{p}_{1b1}^2}$

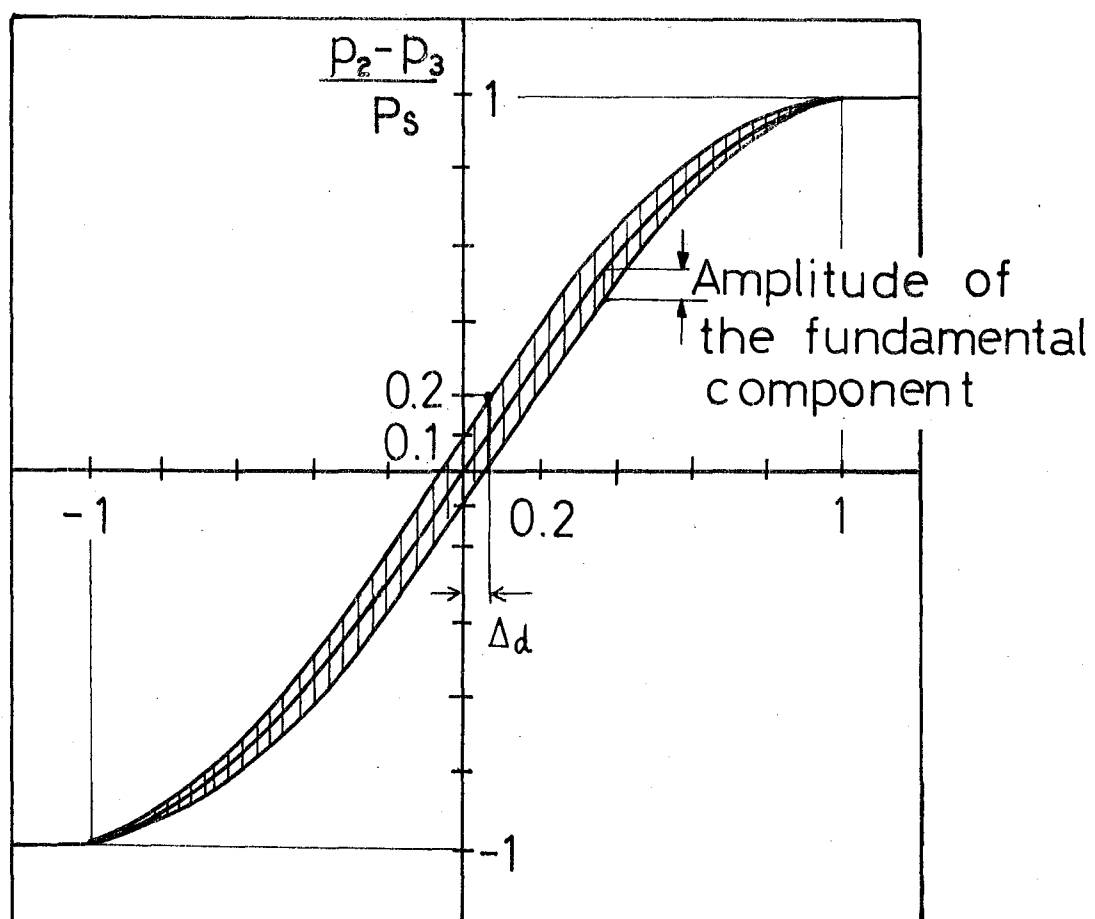


Fig. 3·8 $p_2 - p_3 / p_s$ when $\bar{F} = 0.1$

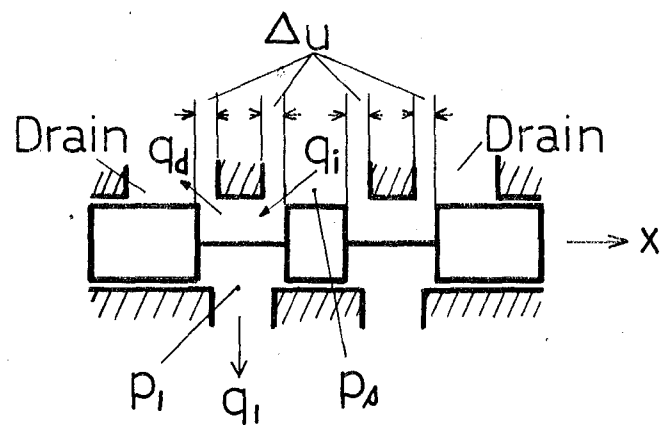


Fig.3-9 Four-way valve with under-lap

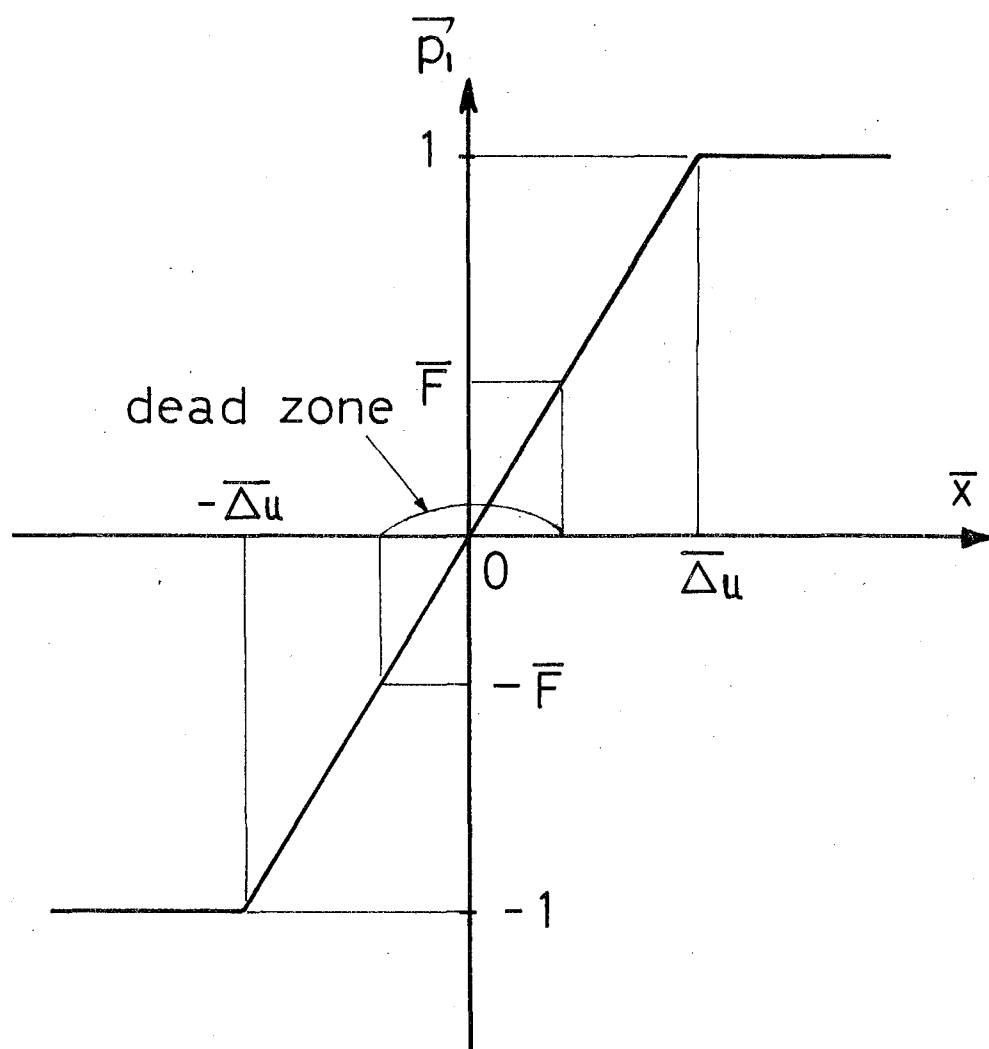


Fig. 3·10 Load port pressure of four-way valve with under lap when $\bar{q}_l = 0$

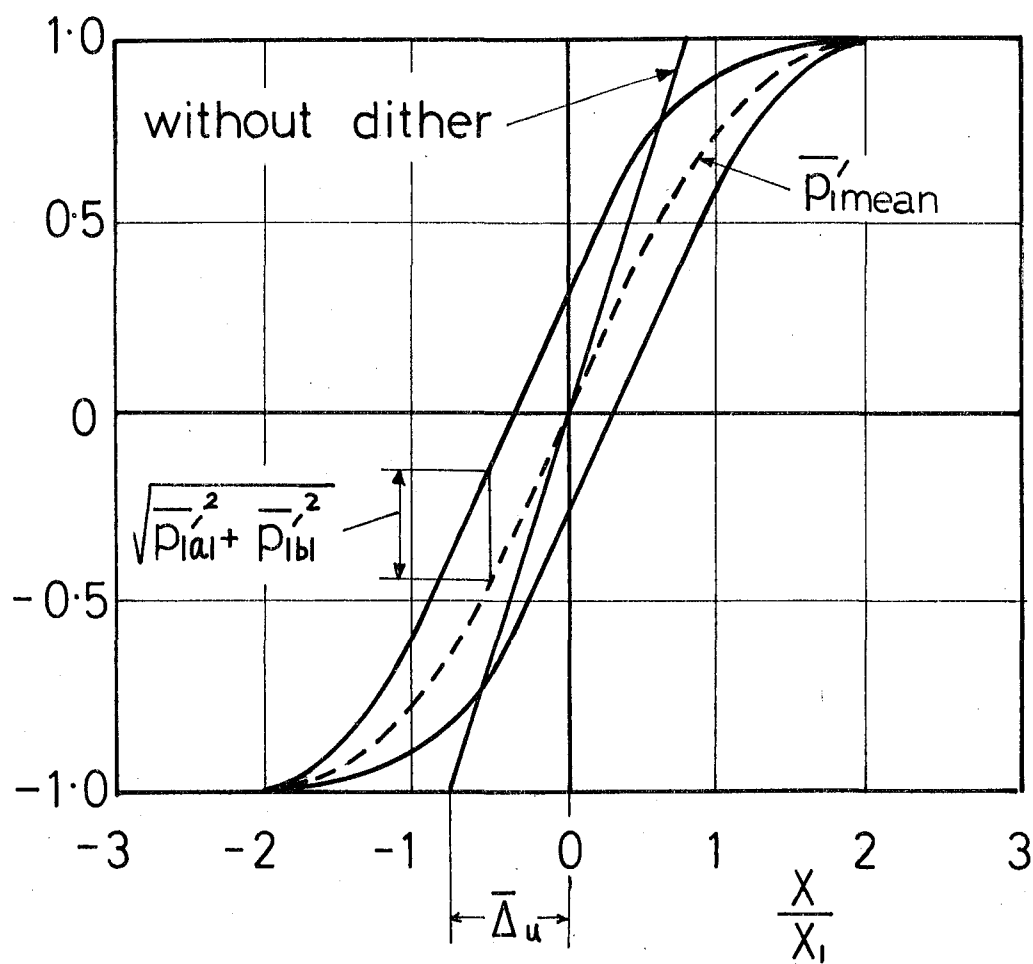


Fig. 3.11 Comparison of load port pressure.

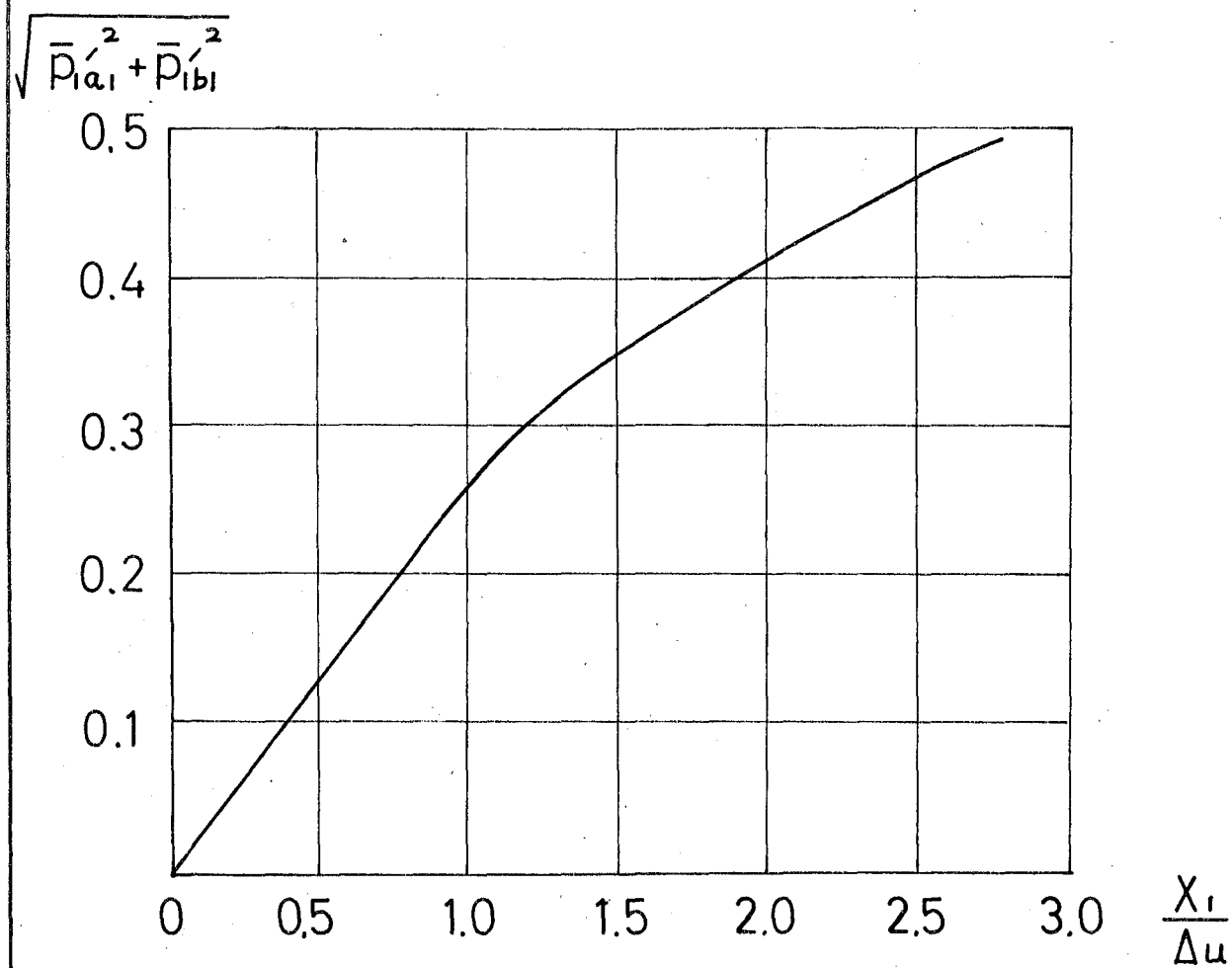


Fig. 3.12 $\sqrt{\bar{p}'_{a1}{}^2 + \bar{p}'_{b1}{}^2}$

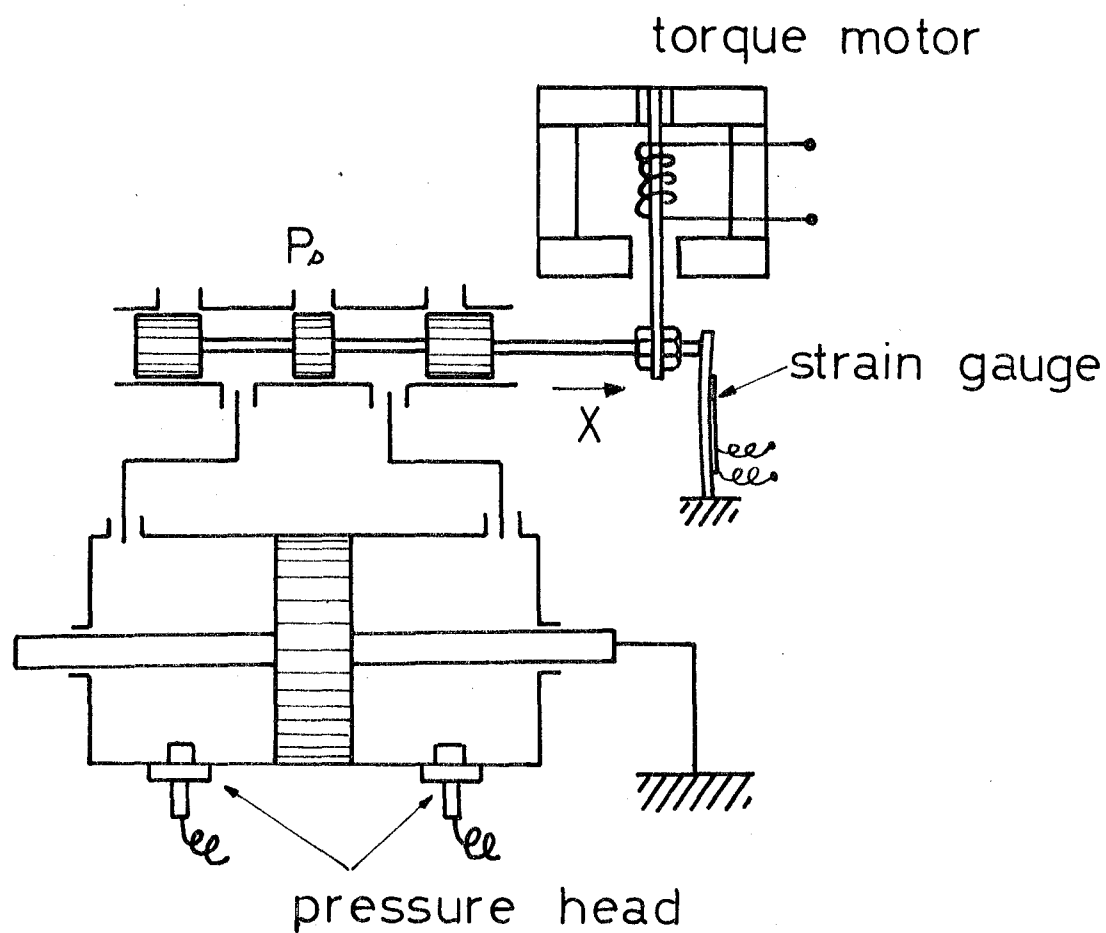


Fig. 3·13 Skeleton diagram of measurement of load pressure

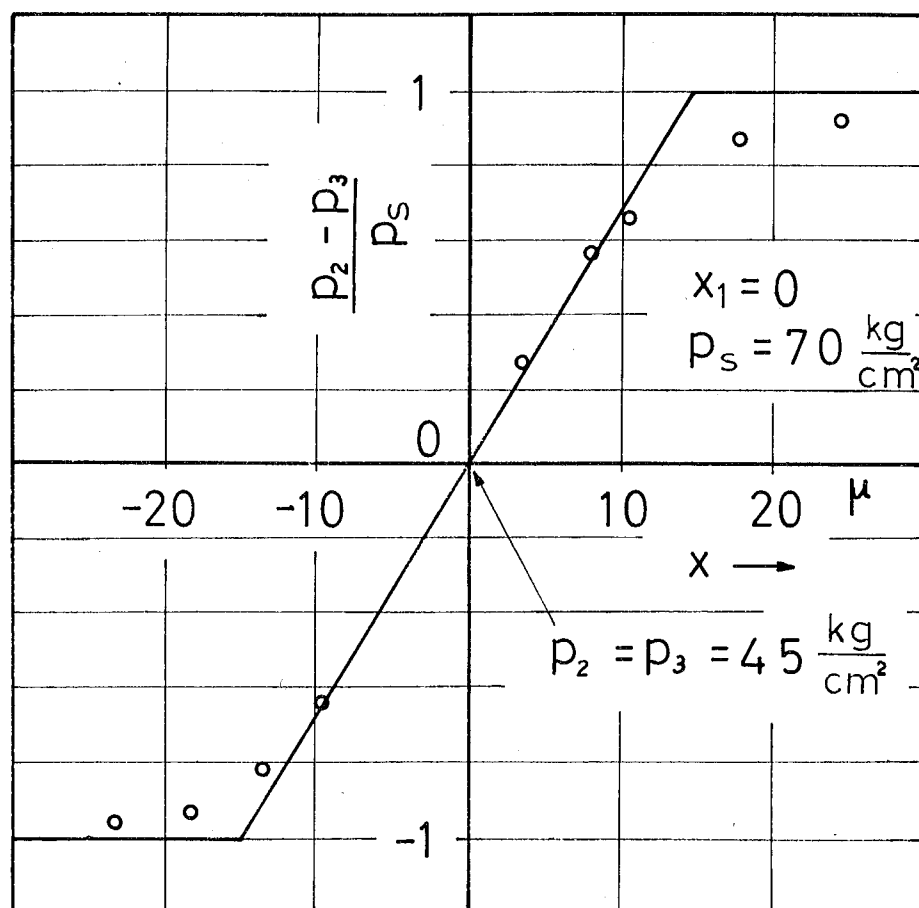


Fig. 3.14 Null pressure gain

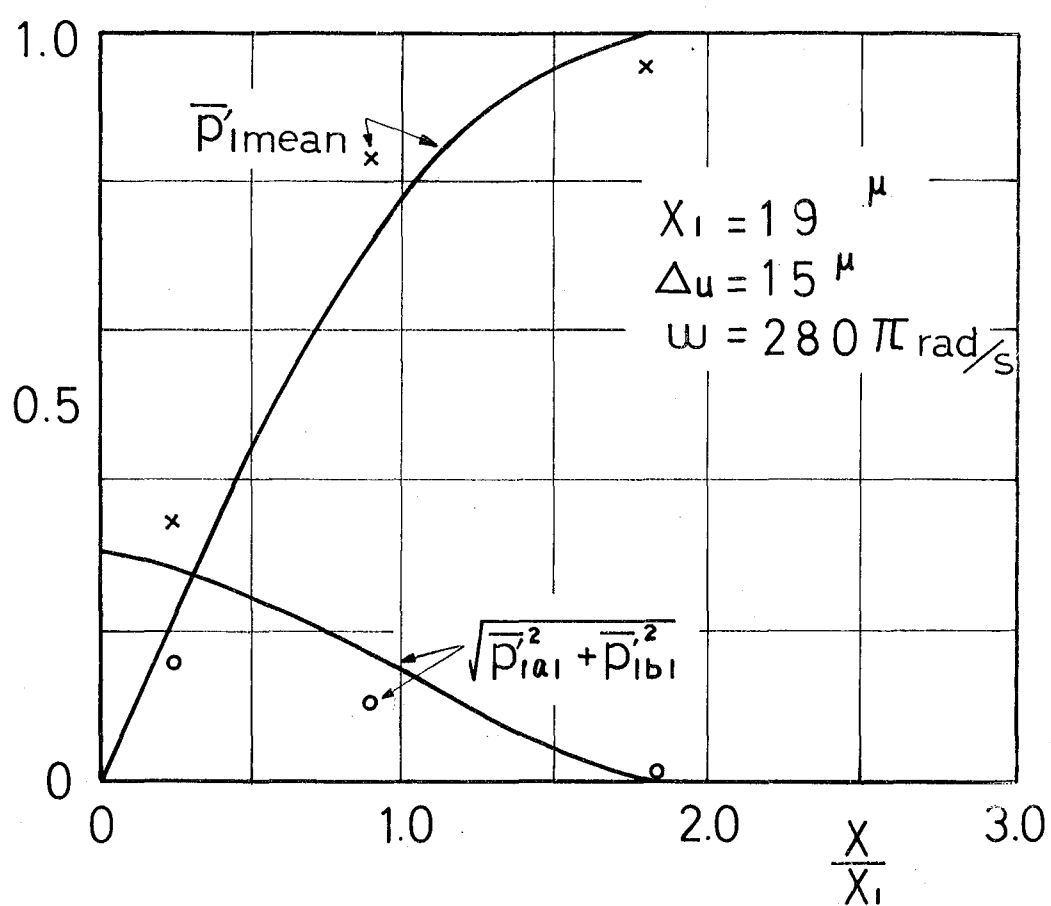


Fig. 3.15 Load port pressure
when dither is used.

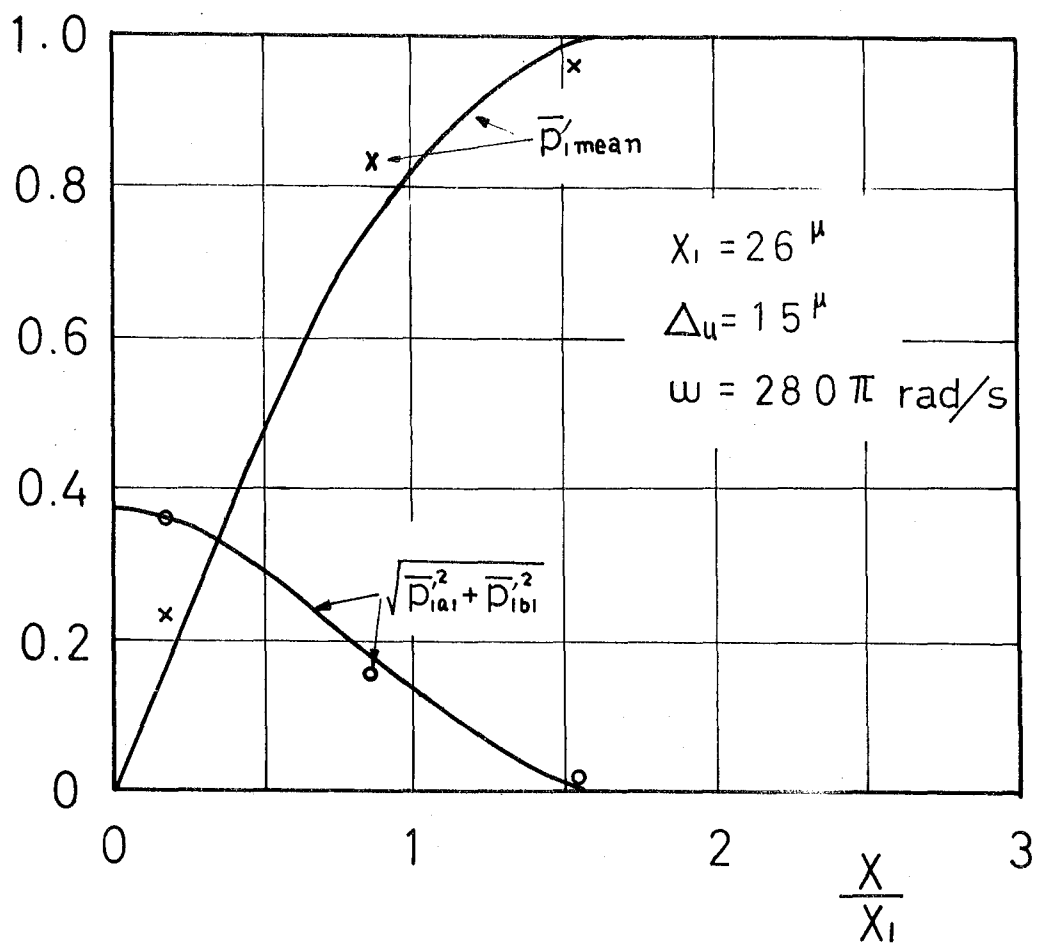


Fig. 3-16 Load port pressure when dither is used.

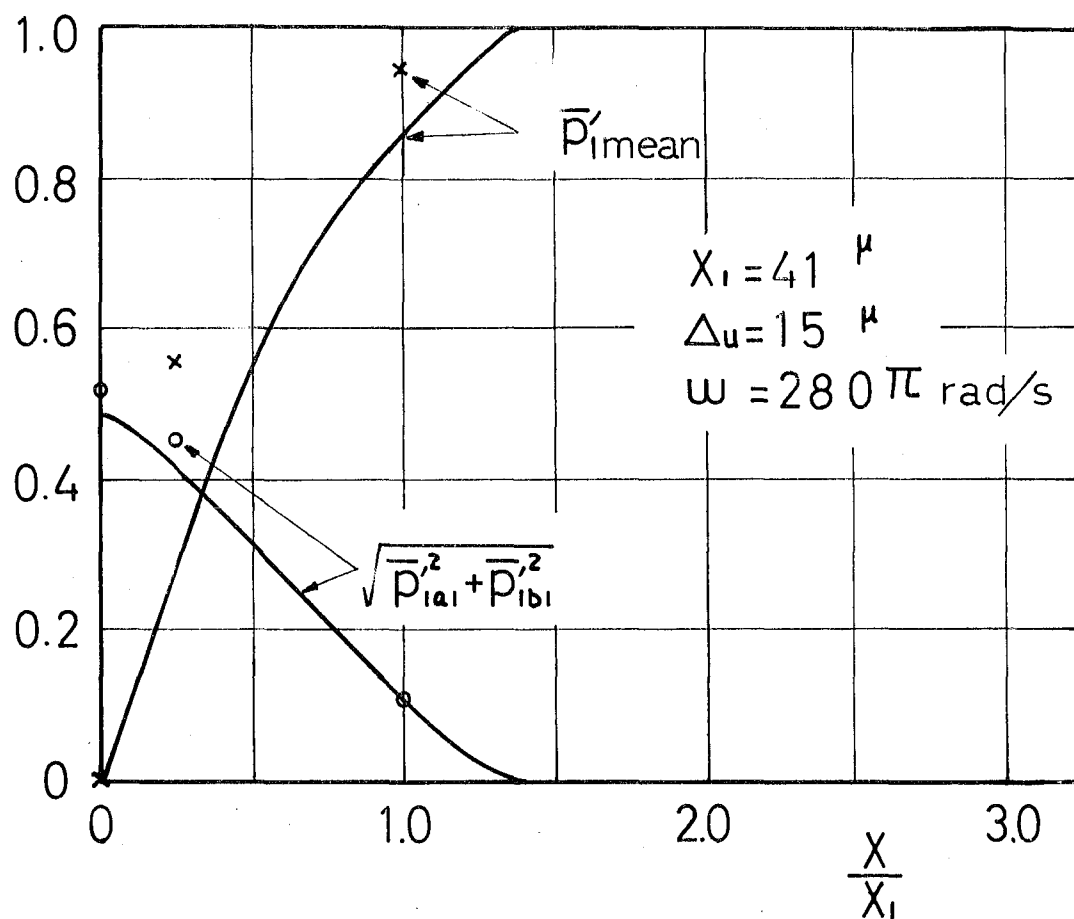


Fig. 3-17 Load port pressure when dither is used.

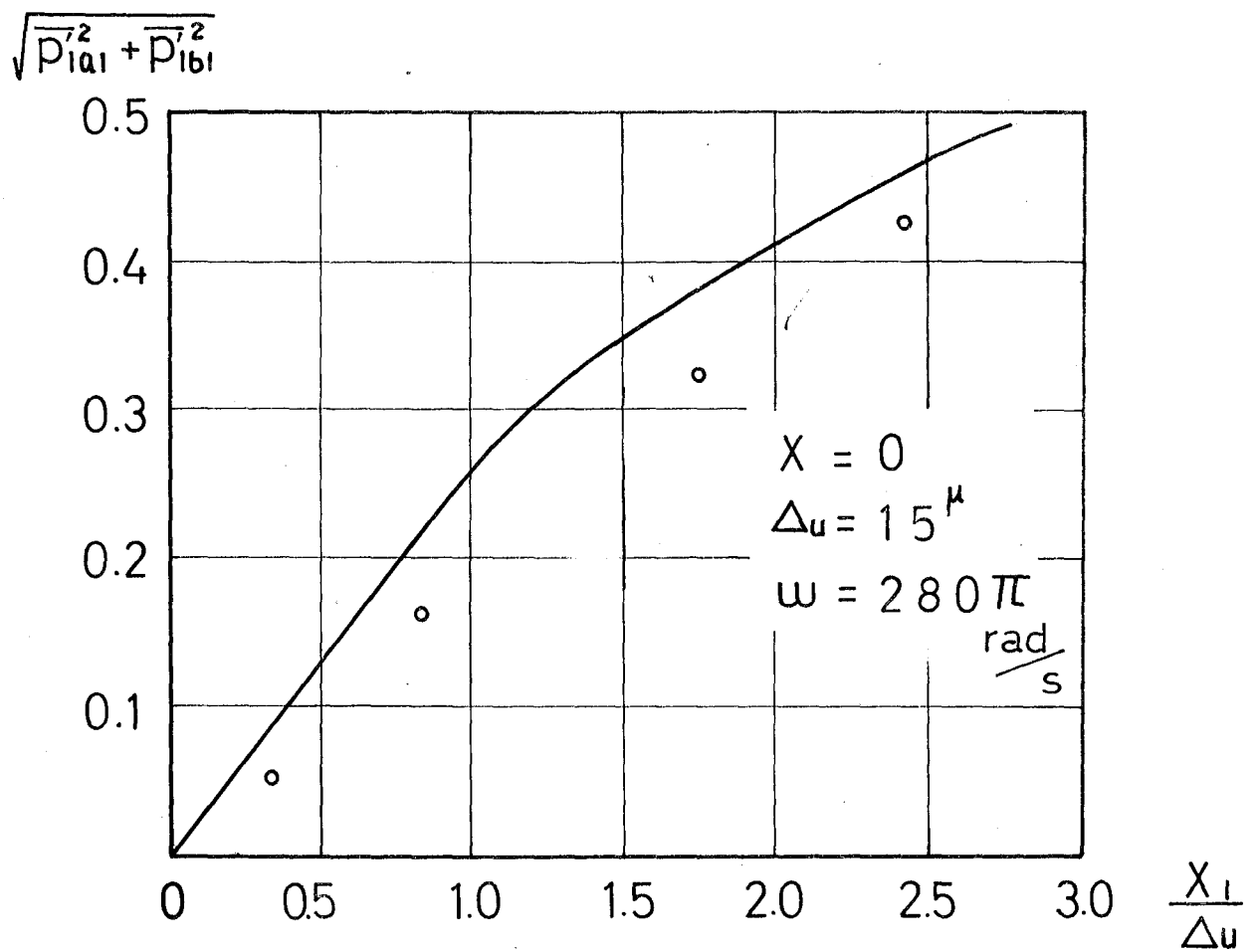
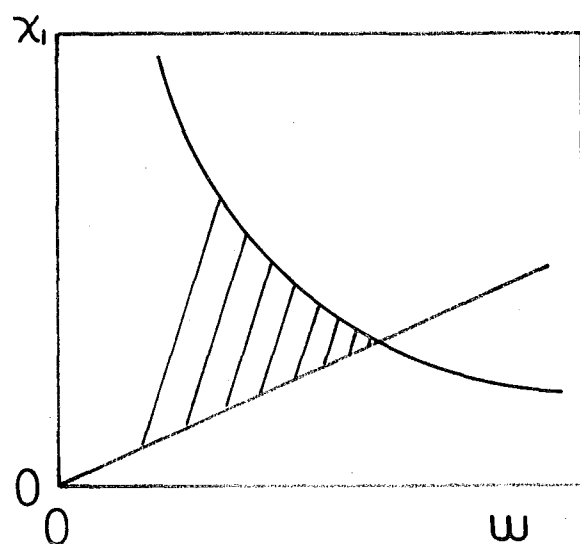


Fig. 3-18 Load port pressure
at neutral position.



Region for the adequate dither

The straight line shows the condition which must fulfill the equality of the equation (3.17).

The curved line shows the condition which must fulfill $u x_i = 4e/\pi$.

Fig. 3.19

写真集

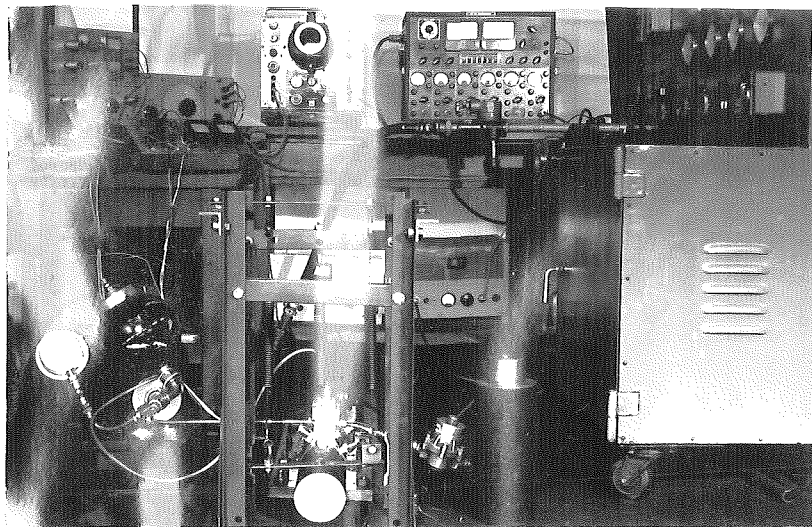


Photo. 1 Experimental apparatus

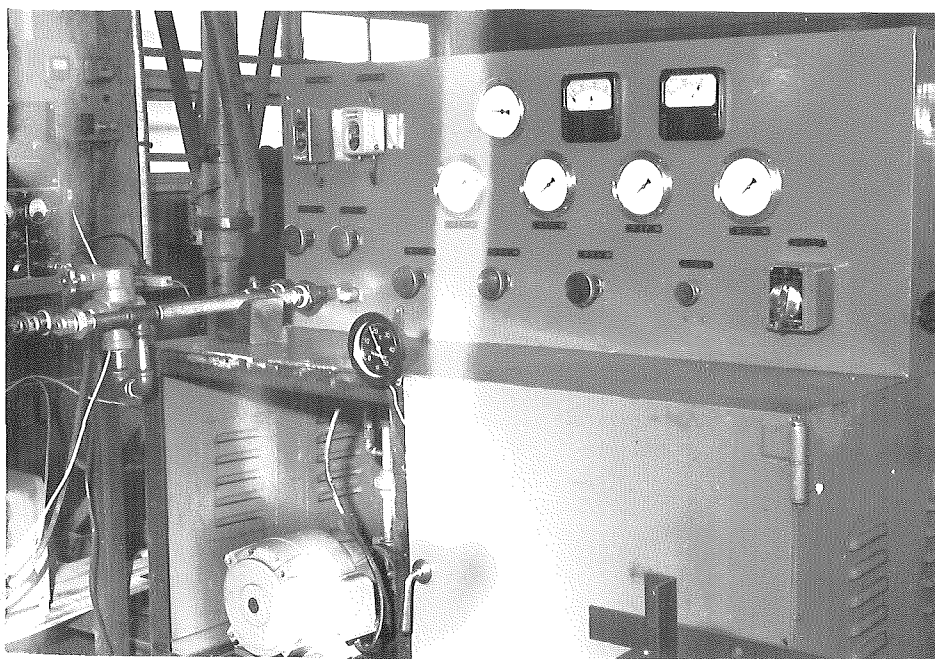


Photo. 2 Hydraulic power unit

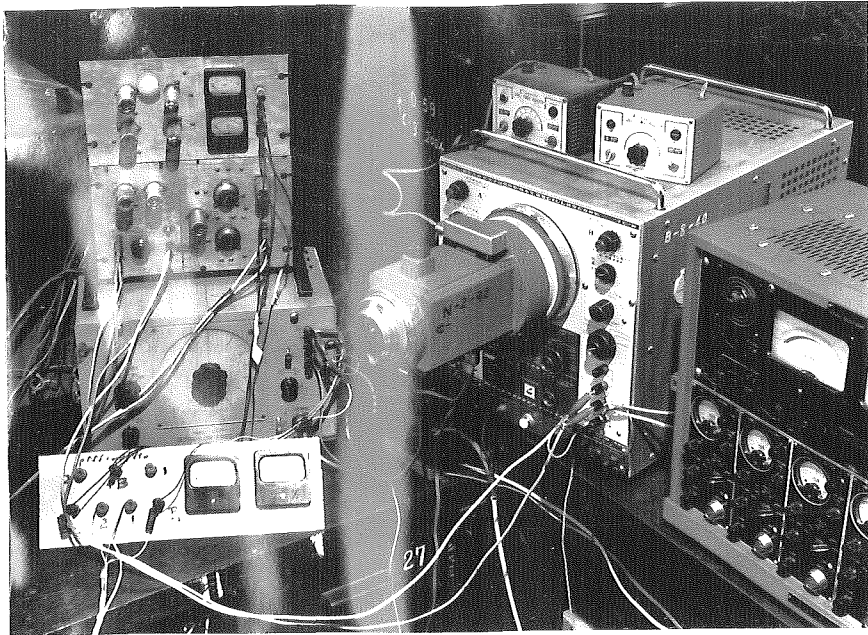


Photo. 3 Amplifiers, C.R.O and etc.

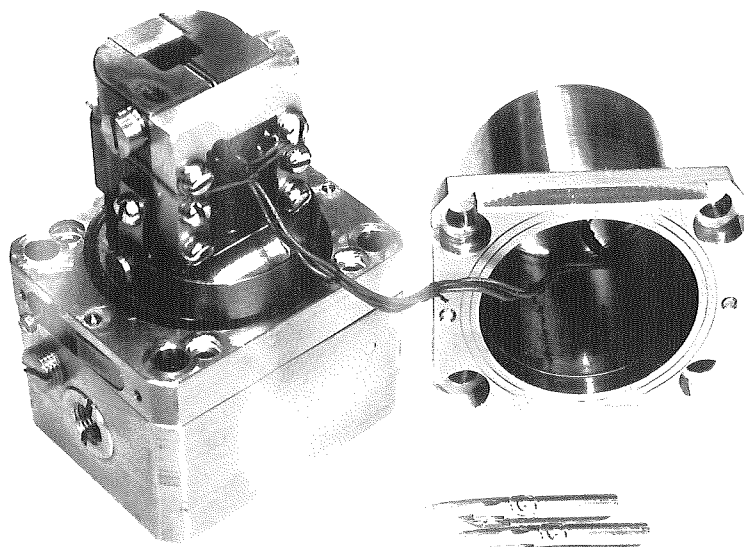


Photo. 4 Servovalve

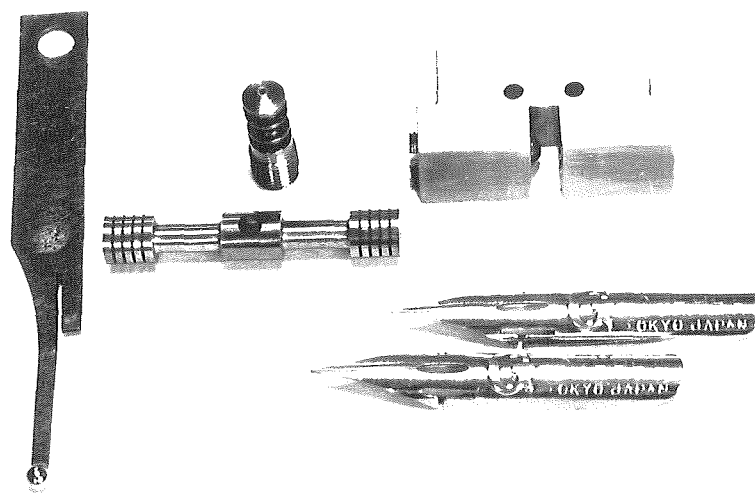


Photo.5 Spool, nozzle and flapper

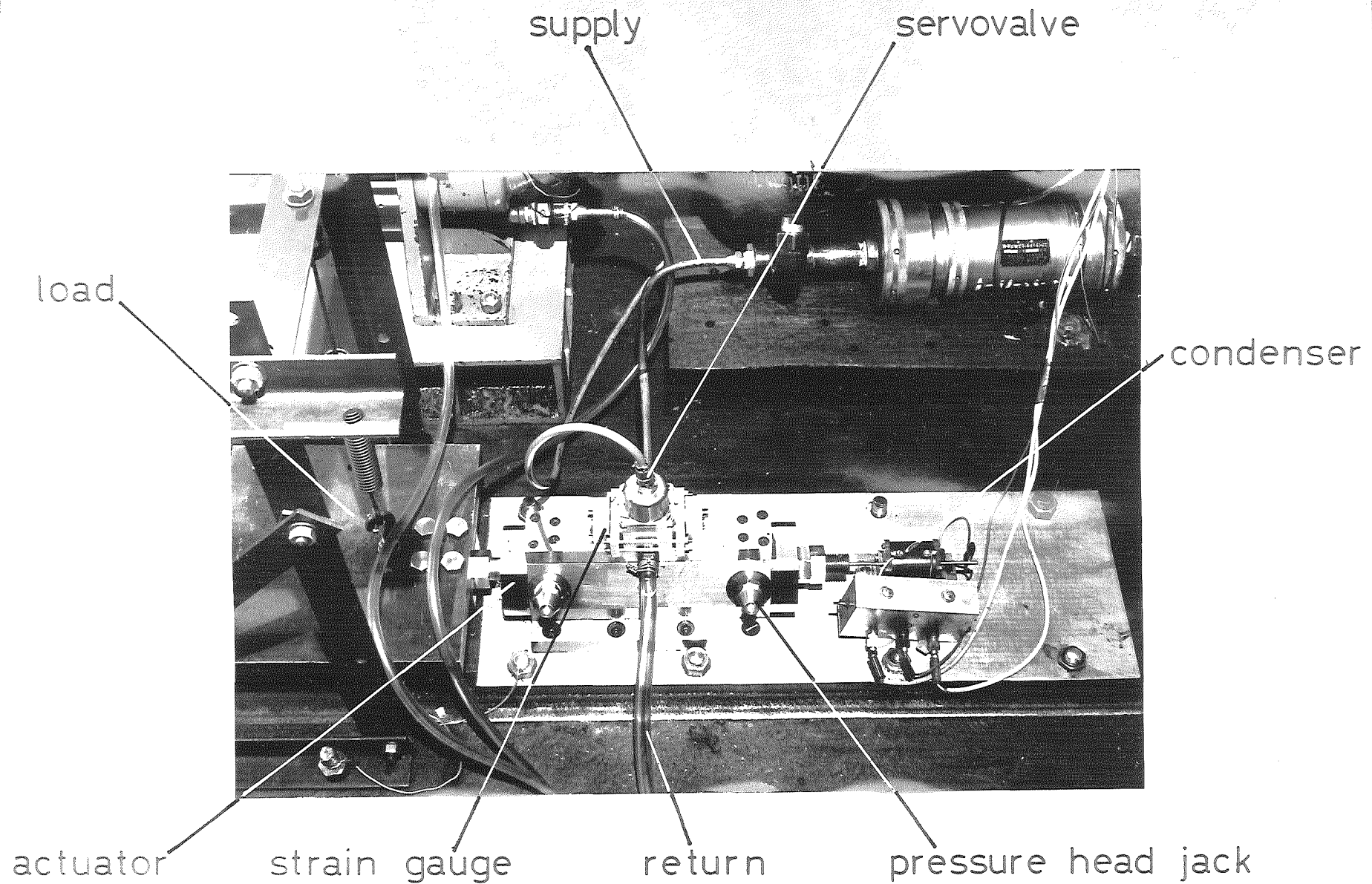


Photo.6 Main part of the experiment apparatus

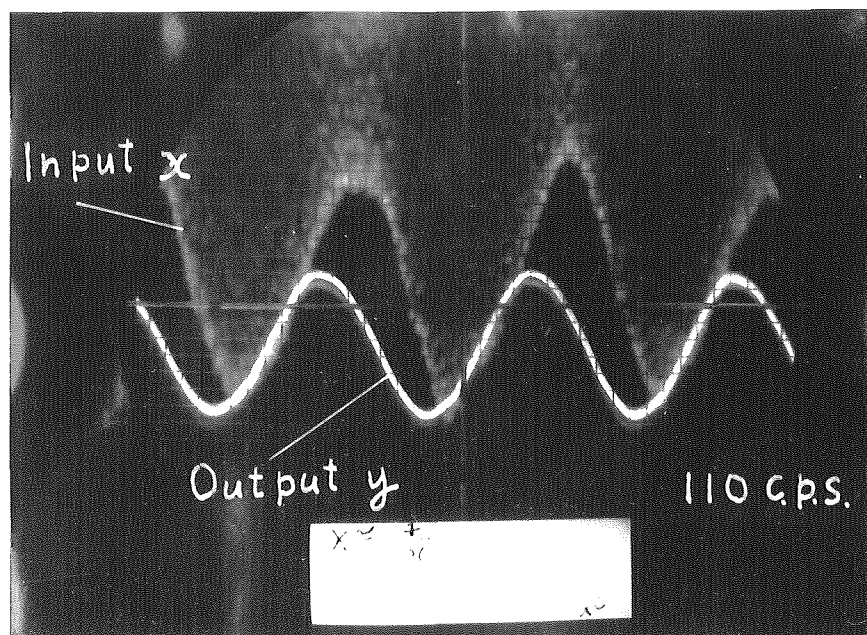
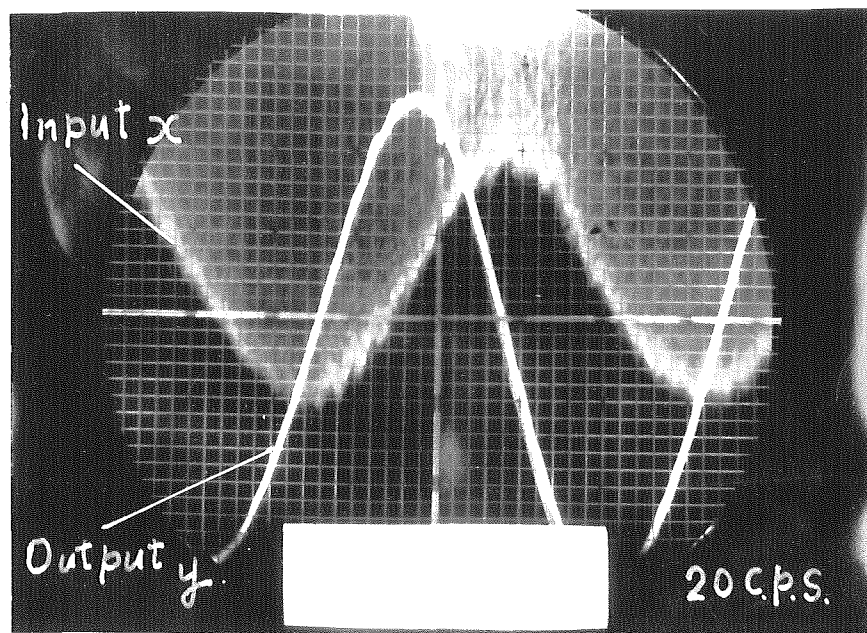


Photo.7 Observed inputs and outputs
in the frequency response

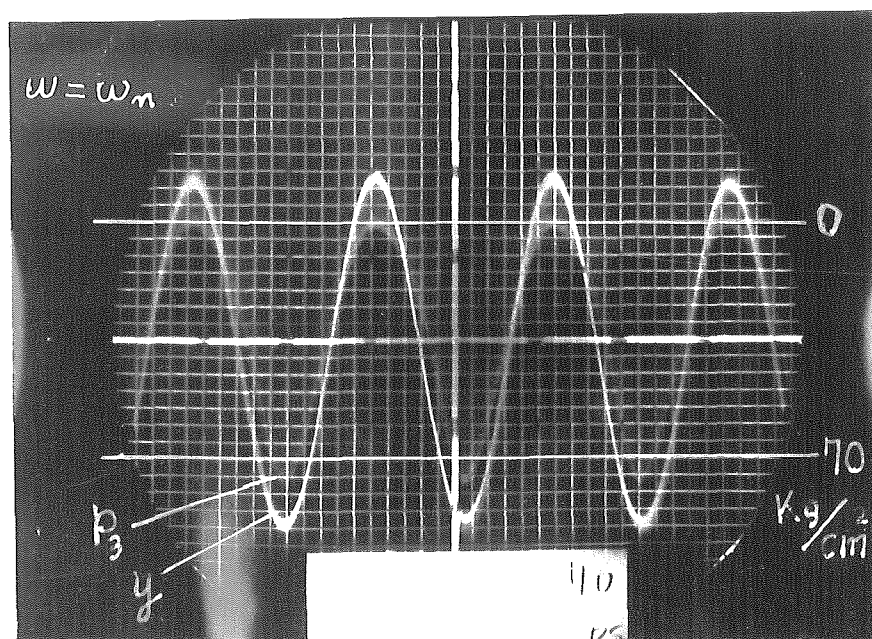
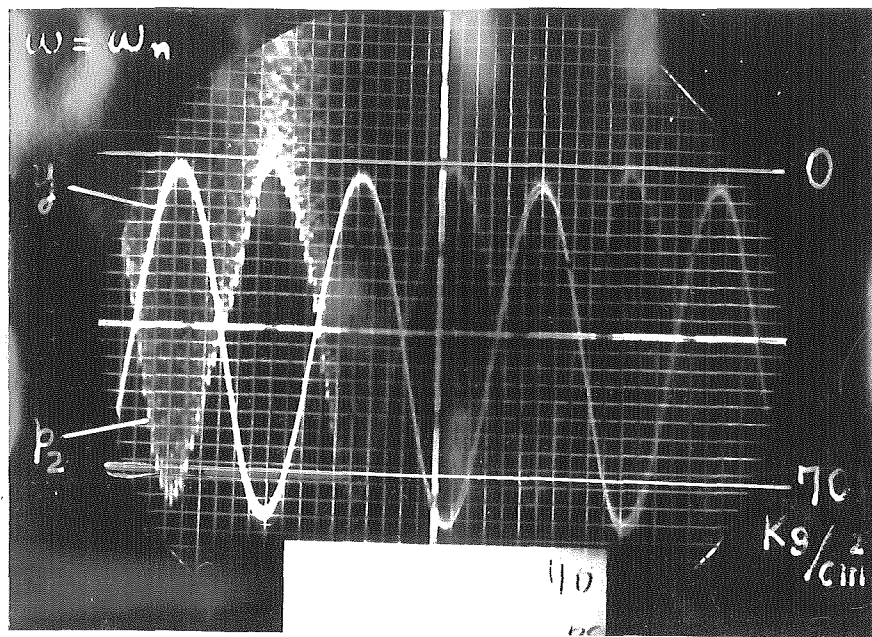


Photo. 8 Observed pressure p_2, p_3 in the frequency response