

相互誘導形角度トランスジューサ の変換理論

山 田 一*

(昭和40年10月18日受理)

I. は し が き

角度の検出および計測は、サーボメカニズムやプロセス制御系において重要な役割をはたしており、今後その必要性はますます増大する傾向にある。最近の工業計装化においては、機械量あるいは物理量を角度を媒介として電気信号に変換する方式が採用されている。

本稿に述べる相互誘導形角度トランスジューサは、角変位計測を目的として昭和37年夏頃筆者らによつて開発され、その後研究は継続して進められた。このトランスジューサは、現在計測の分野で変位のトランスジューサとして広く用いられている差動トランスの1変種である。見方を変えるなら本トランスジューサの曲率半径が無限大の場合が差動トランスであるとも云える。この種のトランスジューサの解析には、開磁路系固有の複雑さがともない、差動トランスにおいてさえその設計理論が確立されていない現状である。本稿では、相互誘導形角度トランスジューサの変換理論について述べ、その設計理論については次の段階で論じたい考えである。

本稿の第II篇では、最近数年来各国で開発された角度トランスジューサ10余種の動作原理とその特性の概要について述べ、本トランスジューサの位置づけを行つた。

第III篇では、相互誘導形角度トランスジューサのコア上の磁束分布を3種のモデルに仮定したときの出力電圧の直線範囲と一次インダクタンスの一定範囲について解析し、その直線範囲の拡大法について論じた。

第IV篇では、角度トランスジューサの結合係数が角変位に依存して変化することに注目して出力電圧の理論式を導き、測定結果と比較し、周波数特性を論じた。また感度と変換効率によつて巻線構造とコア材質の異なるトランスジューサの性能の良否を判定することを試み、変換特性におよぼす諸因子の影響について吟味した。

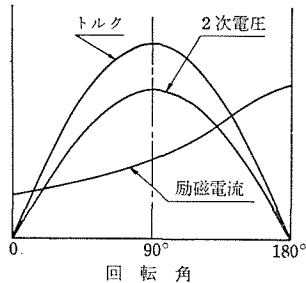
II. 最近の角度トランスジューサ

1. ま え が き

角度の検出といえは、すぐシンクロが連想されるほどその名称と用途は普遍的である。周知のようにシンクロは、同一構造をもつ発信器と受信器を各1個組み合わせ、一方の回

* 電気工学教室，講師

転子にある角変位を与えると、他方の回転子もこれと同じ角度だけ回転して平衡するという性質を利用して、角度の遠方指示やサーボ機構に広く用いられている。もし一方の回転子を固定しておき、他方の回転子のみ角変位を与えると、両者の相対的な回転角



第2・1図 シンクロの特性曲線

の差に応じて、第2・1図に示すような電圧、電流およびトルクが発生するわけであるから、角度—電気信号の変換を行うことができる。しかし発信側から受信側へ伝達される力と同じ大きさの力が、受信側から発信側へ反作用し、測定を目的とするときには、これが欠点とされる場合が多い。また偏差が小さいときの伝達トルクが小さいために負荷によつては大きな誤差が生じ、ダンピングがよくないため一級品でも精度は $\pm 0.5^\circ$ である。しかし構造ならびに用法が簡便であり、 $\pm 360^\circ$

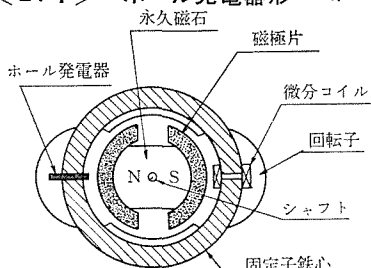
の任意の指度が可能であることからその用途は広い。ここでは上述のシンクロや工作はきわめて困難であるが高精度のインダクトシンは既知であるため、さらにオートコロメーション法による精密角度計（指度 $0.25''$ ）などは変換器でないために省略し、物理的な性質や現象を巧みに利用し、最近開発された新しい形式の角度トランスジューサの動作原理とその特性の概要について述べるとともに、それらと相互誘導形角度トランスジューサとの関連性を考え、その位置づけを試みしてみる。

2. 新しい角度トランスジューサ

最近開発された角度トランスジューサを、その用いられている物理的性質から分類するとつぎのようになる。

- 1) ホール発電器形
- 2) 熱伝導形
- 3) ポテンシヨメータ形
- 4) 光電形
- 5) 符号板形
- 6) 電磁誘導形

<2.1> **ホール発電器形** ⁵⁾ ホール効果を利用した磁石回転式角度トランスジューサ



第2・2図 ホール発電器形角度トランスジューサ

サで、その構造を第2.2図に示した。トランスジューサの固定子鉄心には、高透磁率・小保磁力のパーマロイが用いられ、その半径方向に一对のスリットが設けられてあり、一方のスリットにはホール発電器が挿入され、他方にはコイルが配してある。回転子には保磁力の大きい永久磁石の上にほぼ半円周にわたつて等磁位になるように一对の

磁極片が付加されてある。

いま固定子，回転子などから構成されている磁気回路が理想的なものであると仮定すれば，磁石によつてスリットに与えられる磁束 ϕ_s は，ただ単に磁位の関数としてつぎの式で与えられる。

$$\phi_s = \frac{1}{\mathfrak{R}} \int_0^\theta U d\theta \tag{2.1}$$

ここに， \mathfrak{R} ：磁気抵抗， U ：磁位， θ ：角度位， $d\theta$ ：微小角変位

ϕ_s が θ について直線的であるためには， $\partial U/\partial \theta = 0$ の条件，すなわち回転子の周辺部の磁位がどの位置においても等しいことが必要となる。その関係をいまトランスジューサが満足させているとすれば

$$\phi_s = K\theta, \quad K = U/\mathfrak{R} \tag{2.2}$$

となる。ホール発電器に一定電流 I_C を与え，その部分の有効断面積を A とすれば，ホール発電器の起電力 V_H は (2.3) 式となる。

$$V_H = K_H \frac{\phi_s}{A} I_C = K_A \theta \tag{2.3}$$

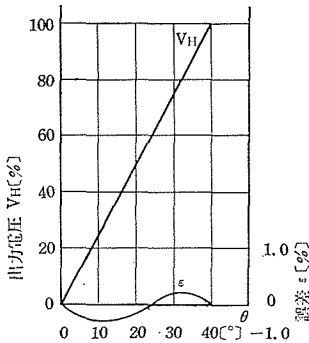
ここに K_H ：ホール発電器定数 [V/A・Wb/m]， $K_A = K_H K \phi_s I_C / A$
 他方のスリットにおかれてあるコイルの誘起電圧 V_C は，その巻回数を N とすると

$$V_C = -N \frac{d\phi_s}{dt} = K_D \frac{d\theta}{dt} \tag{2.4}$$

ここに， $K_D = -NK$

したがつて両者の出力電圧を和動的に接続すれば，(2.5) で示されるように角変位と角変位速度に比例した電圧が得られる。

$$V = V_H + V_C = K_A \theta + K_D \cdot d\theta/dt \tag{2.5}$$



第2・3図 ホール発電器形の角度変換特性

トランスジューサをサーボ系のフィード・バック内ループ回路に応用するとコイルに誘起する微分信号を使つて制動作用を行い系を安定にすることができる。トランスジューサの静特性を第2.3図に示した。フルスパン40°に対する誤差は図に示すように ± 0.4 [%] 以下であり， ± 0.1 [%] 以下のヒステリシスがある。

このトランスジューサはスリット部分に働く実効磁界の平坦さ，等磁位の条件が特に重要であり，これによつて測定可能範囲が制限される。

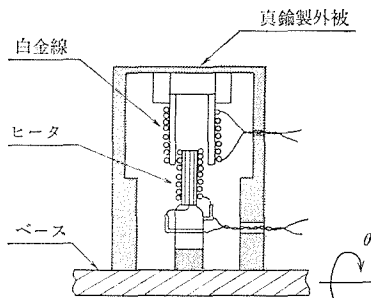
<2.2> 熱伝導形 空気中で加熱された白金線の抵抗は，ヒータとの相対位置によつて変化し，その水平位置での抵抗は垂直位置のより数バ

ーセント小さいという現象⁷⁾を利用した角度トランスジューサである。感度をあげるために白金線とヒータは十分な熱伝導結合をもち、しかも熱慣性が小さいものでなければならない。その構造を第2.4図に示してあるが、白金線は中空の薄いガラス管上にまかれ、その内部にヒータが配置されてある。ヒータは直径 20μ の配化ニクロム線が、内径 20μ 外径約 60μ のモリブデンガラス製の管上にまかれてあり、白金線の巻かれている管はケースの上部に固定されてある。測定対象に対して白金線とヒータはともにベースを通じて直結されており、ベースの水平軸に測定対象から回転が与えられると、白金線とヒータ間の熱伝導結合の状態が変化する。

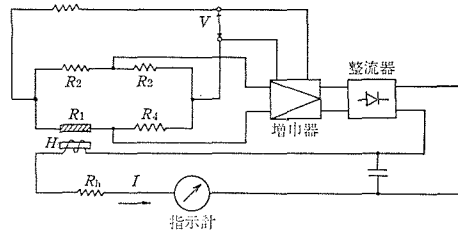
実験によると、ヒータと白金線の各管の長さが同一で、しかもヒータが白金線の巻かれてある管の内部に1/3挿入されたときがもつとも感度がよい。

空気の外流の影響やヒータの機械的な損傷を保護するための真鍮製外被は、エポナイトのベースに取りつけられてある。

測定範囲は $0\sim 180^\circ$ まで可能ではあるが、 90° 以上になると、白金線はヒータの下の位置になるので、両者間の熱伝導結合がいちじるしく悪くなり、感度は低下する。そのため測角範囲は 90° に制約されている。



第2.4図 熱伝導形角度トランスジューサの構造



第2.5図 角変位遠方測定の補償回路系

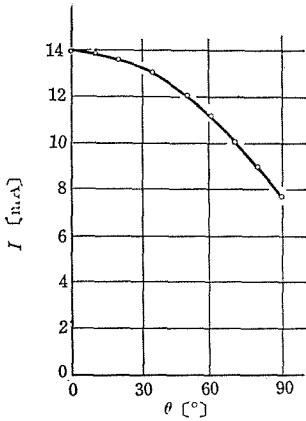
角変位の遠方測定には、第2.5図に示すように、白金抵抗 (R_1) はブリッジの一辺に組みこまれ、それに電圧 V が供給される。ヒータ (H) は増幅器と整流器を経て接続され、これらはネガチーフ・フィードバックを形成して、ブリッジの平衡を補償している。

いま m を白金抵抗とヒータ間の熱伝導を特徴づける係数 (角変位に依存する) とし、白金抵抗の平均温度を T とし、これら2変数の微小変化分をそれぞれ Δm , ΔT とすれば、それらの関係はつぎの式で与えられる。

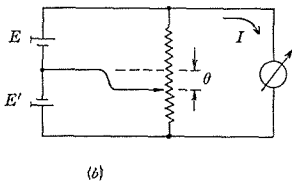
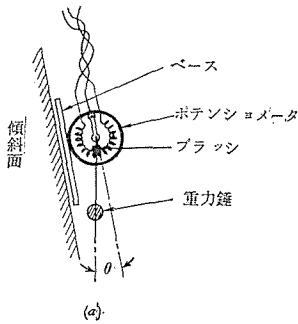
$$\Delta T = \frac{I^2 R_h \Delta m}{\alpha S K} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{K}{\zeta} t\right) \right\} \quad (2.6)$$

ここに I : 加熱電流, R_h : ヒータ抵抗, α : 白金抵抗の熱伝導率, S : 白金抵抗の表面積, K : 系の増幅率, ζ : 白金抵抗の時定数, t : 時間

この角度トランスジューサの過渡特性を考えると、 $\zeta = 1.2$ [sec], $K = 20\sim 25$ 程度に制限できるから、全体の実効的な時定数は約50 [ms] になる。



第2・6図 熱伝導形トランスジューサの変換特性



第2・7図 ポテンシオメータ形トランスジューサ

トランスジューサの角変位 θ に依存するヒータ加熱電流 I の関係すなわち、変換特性の例を第2・6図に示した。図からわかるように直線性はよくないが、増幅器の増幅率、電源電圧および導線抵抗の15 [%] 変化に対して、加熱電流の変化は 0.4~0.8 [%] 程度である。+10° の変温による指示誤差は 0.4% 以下であり、最小測定角は 0.3~0.4° である。

<2・3> ⁸⁾ **ポテンシオメータ形** ソ連における石油抗井の傾斜度を測定するために開発されたもので、トランスジューサはポテンシオメータと重力錘からなる簡単なものである (第2・7図(a))。ポテンシオメータはベースに固定され、それは抗井の掘削方向を滑動するように工夫されている。重力錘はブラシに直結されており、傾斜度 θ に対応してポテンシオメータ両辺の抵抗比が変化するから、第2・7図(b)のように回路を構成させておけば、 θ が電流として直読できる。この場合平衡状態、すなわち $\theta = 0$ で $E = E'$ の条件を満足させておく。実用にあたって動特性はあまり問題にならないから、静特性だけで十分である。精度は当然ポテンシオメータの分解能できまり、接触式のため寿命にも限度がある。

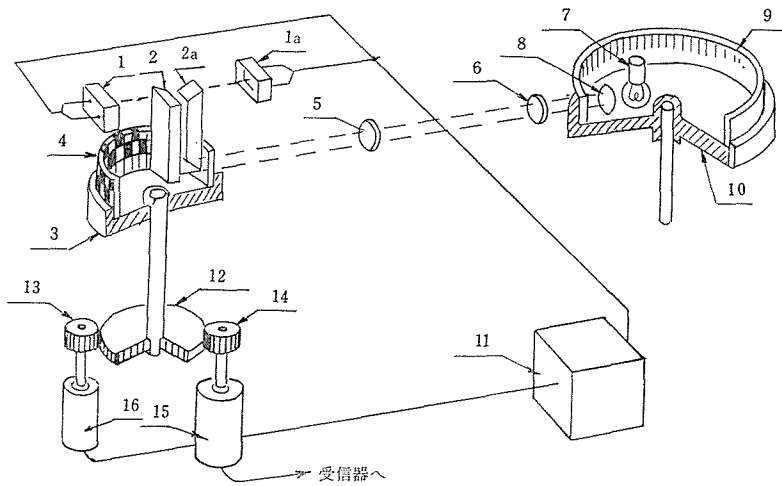
<2・4> ⁹⁾ **光電形** 光を用いて角度を測定する方法は古くからあり、特にオートコリメーション法によるものは精密な角度の測定が可能である。しかしこれは本稿で述べるトランスジューサの領域に入らないので省略しここでは“尺度変換”による角変位の光電形トランスジューサについて紹介する。

トランスジューサの光学的回路系を第2・8図に示した。円板(10)は入力軸に直結され、それに細線がほどこされた透明な駆動分度シリンダ^{*}(9)がとりつけてある。ランプ(7)とコンデンサ(8)からなる投光器は、駆動分度シリンダ(9)の小さい動作部分を均一に

照射する。対物レンズ(5)、(6)からなる光学系は、駆動分度シリンダの照明された小さい動作部分を受動分度シリンダ⁺(4)の外表面に映し出す。受動分度シリンダ(4)は円板(3)に固定されており、黒い細線が互いに半ピッチずつずれて2段に描かれてある。光学系

* <分度光格子>ともいう。

+ <受光格子>ともいう。



第2・8図 光電形トランスジューサの光学系

(5), (6)の投影倍率を v とすれば、受動分度シリンダ上の細線ピッチ(格子定数) t_1 は、駆動分度シリンダの細線ピッチ t の v 倍となる。駆動分度シリンダの直線的な変位(軸方向)は、受動分度シリンダでは v 倍の細線映像を与えることになる。もし駆動および受動両分度シリンダの直径をそれぞれ D , d とし、駆動分度シリンダの格子の角変位を ϕ_1 とすれば、受動分度シリンダの軸に対する格子の映像は、角変位 $\phi_2 = \phi_1 v D/d$ で与えられることになる。

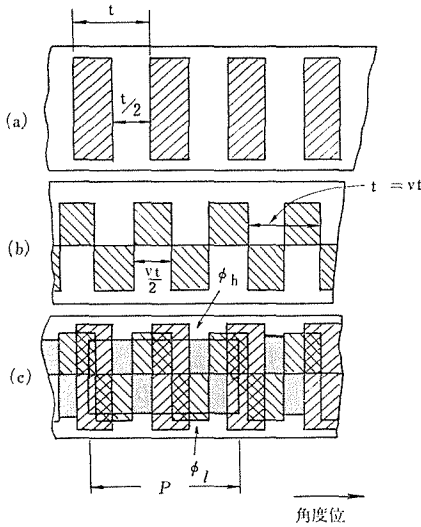
いま受動分度シリンダの格子を遮光したとき、駆動分度シリンダの投影方向に受動分度シリンダが自動的に回転するようにしておけば、伝達比あるいは「尺度変換係数」

$$i_o = \frac{D}{d} v \quad (2 \cdot 7)$$

で与えられる光同期追従系 Оптический (オプトシン) となる。

第2・9図 (a), (b) には駆動・受動両分度シリンダの光格子の像, (c) にはその対応した位置における受動分度シリンダ表面に映像された動作部分を示した。遮光板の長さ P は、ピッチ数 m の幅による格子の動作部分を制限し、 $P = t m$ の関係がある。この遮光板はプリズム(2)と(2a)の反射面をきめる役割を果す。

動作部分上下半分の光束 ϕ_h と ϕ_l は、プリズム(2)と(2a)を経てそれぞれフォトセル(1)と(1a)に送られる。フォトセルが同一感度をもつていれば、各光束が等しい限りフォトセルからの信号も同じである。駆動分度シリンダの動作部分は均一に照射されているから、光束 ϕ_h と ϕ_l は十分な精度をもってその格子の像を受動分度シリンダに重ね合せ、それによつて生ずる細光の面積に比例する。すなわち細光の面積が光束量をきめることになる。第2・9図(c)に示してあるように、細光の面積 S_h と S_l が等しいときは、駆動・受動両分度シリンダは整合した位置にあり、各フォトセルの信号は等しい。



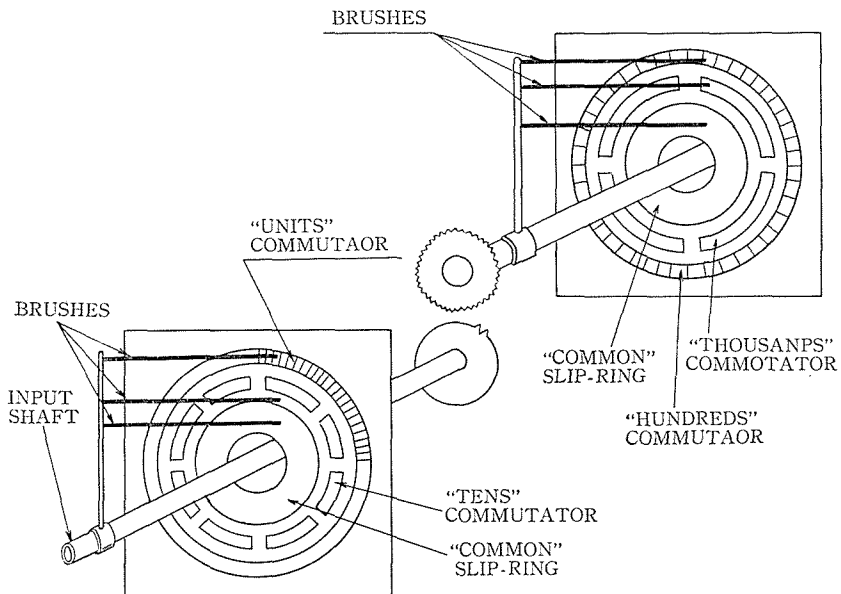
第2・9図 (a): 駆動シリンダの光格子,
 (b): 受動シリンダの光格子,
 (c): 受動シリンダに映像された動作部分

いま駆動分度シリンダに角変位を与え、第2・9図(c)の右方向に移動させたとき、細光面積 S_h は減少し、下方の S_l は少し増大する。2個のシリンダの非整合の値に比例したフォトセルからの差の信号は、増幅器(11)で増幅され、電動機(16)に供給される。電動機は減速器(13)、(12)を経て整合値に達するまで受動分度シリンダを回転させる。減速器(12)、(14)の回転は変換器(15)を駆動し、変換器からのパルスは読取りまたは命令装置の制御用受信機に送られる。

この角度変換装置は、トランスジューサというよりもむしろ計測装置であり、構造は複雑であるが、精度が高いという特徴を有している。

最小読取り目盛は $1''2/3$ 、指示誤差は $2 \sim 3''$ である。

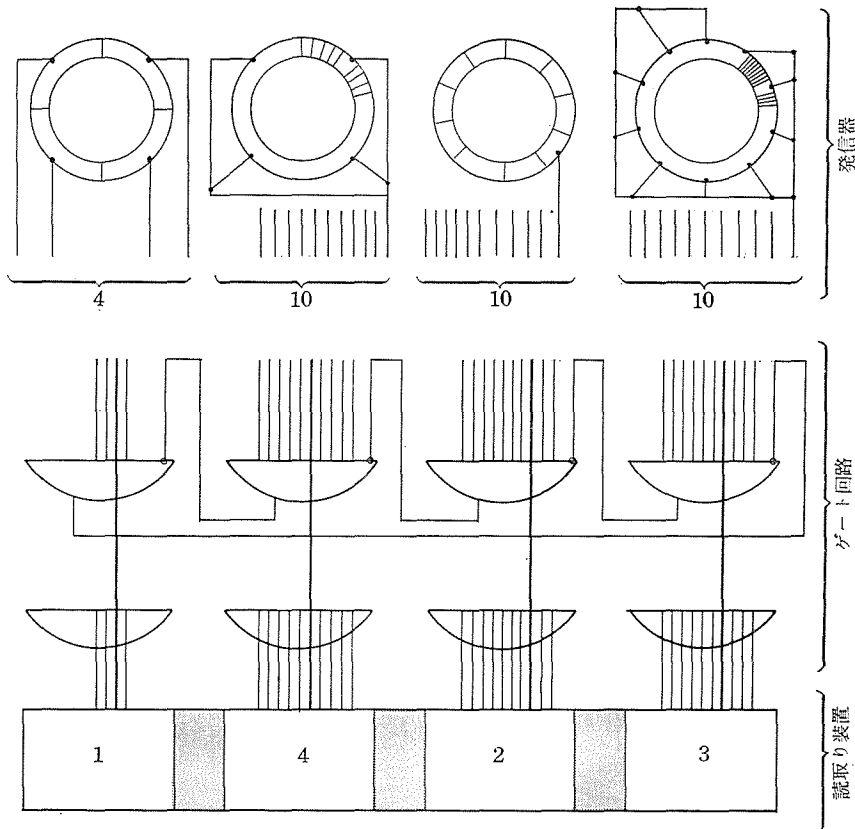
<2・5> 符号板形 符号板を用いて角変位に対応した符号を直接発生するトランスジューサには、種々あるが、その1例として10進法によるものを第2・10図に示した。¹⁰⁾ このトランスジューサは発信器、ゲート回路と読取り装置からなる。



第2・10図 符号板形トランスジューサの原理図

発信器はギヤあるいは他の結合で与えられた角変位を入力軸で受けとり、入力軸は直接10進法でエンコーディングされる。2枚の符号板は4種類のディジットパターンをもち、2個の高次ブラッシは“粗の”符号板（“千”と“百”のディジットパターン）上を回転し、他の2個の低次ブラッシは“密の”符号板（“十”と“一”のディジットパターン）上を滑動する。低次ブラッシは入力軸に直結され、高次ブラッシは断続ギヤ（通常の伝達比は1/10）を経て、入力軸につながっている。各符号板パターンのセグメントは、独立した信号接続をもち、発信器の出力回路は、 359.9° まで10、10、10と4の4種類の出力線がある。最初の3符号板は0～9までのディジットと、最後のは0～3までのディジットとなる。

ゲート回路は、発信器からの34の信号を受けるよく知られた“排他論理和 (Exclusive OR)”回路に似たものである。この簡単なゲート回路の目的は、一つのセグメントから他のセグメントへ転移するとき生ずるパターンセグメントのまたがり (bridging) によるブラッシ位置の out-of-sequence を禁ずることにある。したがってゲート回路の役割は、低次のブラッシ転移が優先し、そしてつぎの高次が続くことにある。この結果、当然任意のイディジットに対して2出力は阻止され、ただ1回しか動作しない。



第2・11図 符号板形トランスジューサの構成

このゲート回路にはフリップ・フロップ、カウンタや論理的な回路は含まれていない。ダイオードと数個のトランジスタからなる回路が、きわめて広い動作許容度をもつオン・オフ・スイッチのように動作するだけである(第2・11図)。

読取り装置は情報を読み易くするランプ・バンクである。数字表示にはレンズ・スクリーンが用いられ、極性も表示可能である。

測定角度は $0 \sim 359.9^\circ$ で、精度は符号板の分解能からきまり 0.1° どまりである。

この他に符号板形トランスジューサとして、符号板とパルス変圧器の組み合わせによる2進式のトランスジューサがあるが、詳細なデータはあきらかにされていない。

3. 電磁誘導形角度トランスジューサ

電磁誘導形を大別すれば、自己誘導形と相互誘導形に分類できる。自己誘導形には鉄心入りコイルと可動鉄片間の磁気抵抗変化を利用するパーミアンス形¹²⁾、ソレノイド中の鉄心角変位によるインピーダンス形¹³⁾などが古くからある。

相互誘導形は結合度を角変位によつて変化させるもので、前に述べたシンクロ、マグネシンおよびマイクロシンなどがあげられる。差動トランスとして用いられているE形トランス¹⁴⁾もこの部類に入ろう。

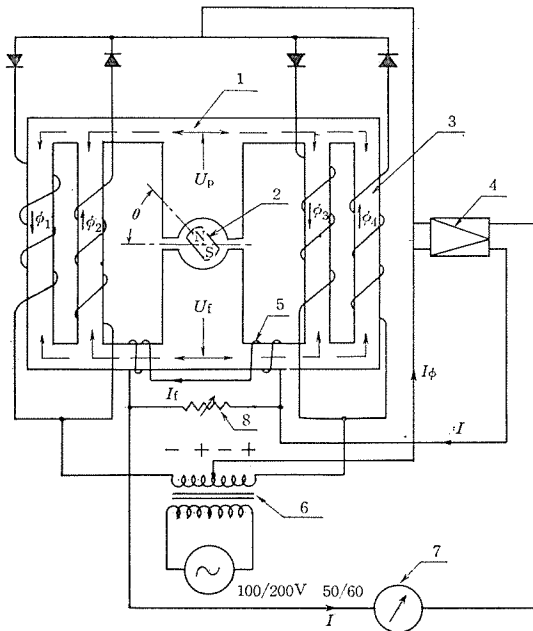
自己誘導形と相互誘導形の得失を比較することは簡単ではない。しかし一般的に考えられることは、前者では出力信号を発生させるためにブリッジなどを組むために構成が

複雑になる。その点、後者では出力信号が前者のような回路を必要とせず得られる簡便さがある。この章では主として後者について説明する。

<3・1> 磁石回転式¹⁵⁾

その原理図を第2・12図に示す。永久磁石(2)は磁気回路(1)に囲まれ、角変位 θ が永久磁石に与えられると、これは θ に比例した角変位起磁力 U_p を生ずる。

永久磁石に角変位が与えられない $\theta = 0$ のとき、電源トランス(6)によつて中央脚を除いた左右の4脚の巻線に誘起する各磁束 ϕ_1 と ϕ_2 、および ϕ_3 と ϕ_4 は大きさが等しく互いに逆向きのため磁気平衡を保ち、磁気増幅器(4)への入力電流 I_ϕ は零である。 $I_\phi = 0$ のとき磁気増幅器が動作しないように



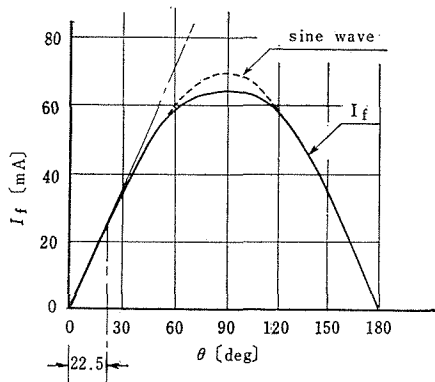
第2・12図 磁石回転式の原理図

しておけば、その出力電流 I は零である。

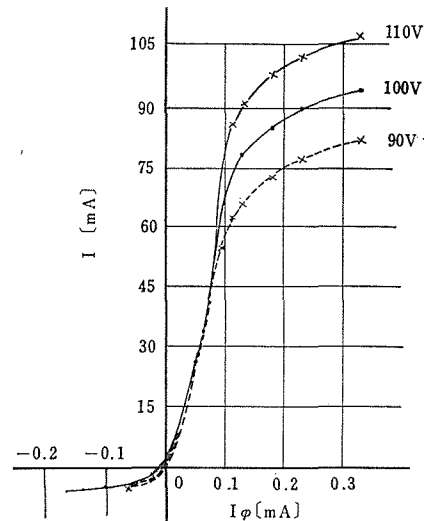
つぎに永久磁石に角変位 θ が与えられたときは、上の磁気平衡が失われ、磁束検出器(3)によつて I_ϕ が生じ、さらに磁気増幅器(4)で増幅される。磁気増幅器の出力電流 I の一部は、帰還電流 I_f として磁気回路に巻かれた帰還巻線(5)に流れ、磁気回路の中央脚に対して角変位起磁力 U_p を打ち消す方向に帰還起磁力 U_f を生ずる。増幅器(4)の増幅度が非常に高いとき、 θ に依存して生じた角変位起磁力 U_p を完全に打ち消すための帰還起磁力 U_f を発生させる動作、すなわち“磁束補償動作”がなりたつ。

したがつて U_p は θ に比例し、また U_f は出力電流 I に比例する。ゆえに U_f を生じさせる I は、あきらかに U_p のみの大きさに関係し、増幅器の特性、電源電圧、電源用波数および負荷抵抗の影響を受けない特長がある。

磁石回転式トランスジューサの静特性を、角変位 θ に依存する帰還電流 I_f の関係と



第2・13図 磁石回転式の変換静特性



第2・14図 磁気増幅器の増幅特性

して第2・13図に示した。出力 I_f は θ に対してほぼ正弦状に変化するため、 $\theta = 22.5^\circ$ まで直線性がある。

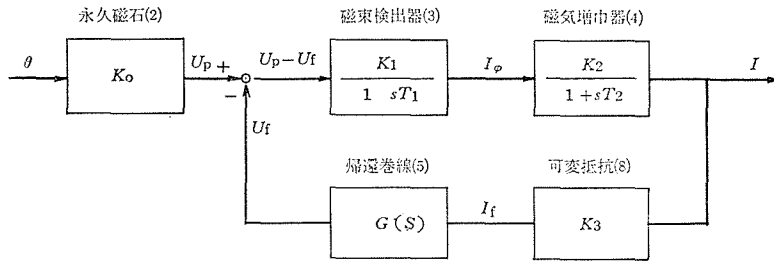
磁気増幅器の増幅特性 ($I - I_f$ の関係) を、電源電圧をパラメータとして第2・14図に示した。電源電圧の変動 ± 10 [%] に対して磁気増幅器は、使用範囲 $0 \sim 50$ [mA] ではほとんど影響を受けずに安定した動作を示している。

トランスジューサの構成を近似化しブロック線図で表わせれば第2・15図のようになる。これから伝達関数を求めれば

$$\frac{I}{\theta}(s) = \frac{K_0 K_1 K_2}{1 + s T_3 + s^2 T_4 + K_1 K_2 K_3 G(s)} \quad (2.8)$$

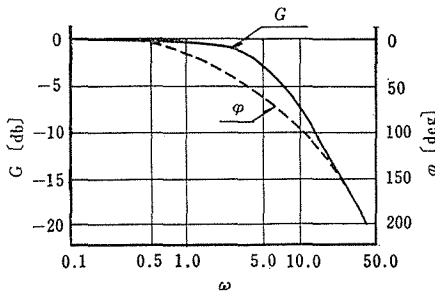
ここに、 $T_3 = T_1 + T_2$ 、 $T_4 = T_1 T_2$ である。

永久磁石を一定振幅で振動させその動特性を考えると、(2.8) の帰還巻線の伝達関数



第2・15図 磁石回転式のブロック線図

$G(s)$ は、大体1次遅れ要素であるから、全体の系は2次遅れ系となり、ボード線図は第2・16図のようになる。



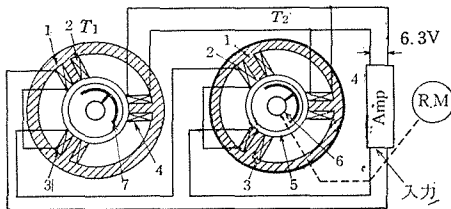
第2・16図 磁石回転式のボード線図

図から約5 [rad/s] の点にコーナ周波数があり、系の時定数は0.2 [sec] と比較的大きい。

高圧測定では、力平衡式よりも変位式のほうが経済的に有利であるので、このトランスジューサは圧力の外に、差圧、流量および液面等のプロセス制御系に用いられる。

主な仕様を示せばつぎの通りである。

- 測定角度：0～22.5° (= π/4)
- 直線性：最大値の±0.5%
- 脈動率：約15%
- 負荷抵抗：0～200 [Ω]
- 回転トルク：2～3 [g-cm]
- 最高許容温度：60 [°C]
- 消費電力：約10 [VA]
- 電源電圧：AC 100/200 V, 50/60 [c/s]
- 重量：約4 [kg]。



第2・17図 電機子形トランスジューサ

<3・2> 電機子形¹⁶⁾ レベル計、回転形粘度計および密度計などのために開発された角度トランスジューサである。

構造は第2・17図に示したように、第1変換器 T_1 は測定対象に直結され、第2変換器 T_2 は4線

によつて記録計に直接接続される。各変換器は閉じられた環状鉄心(1)をもち、それに3個のコイルが凸極状にとりつけられてある。コイル(2)と(3)は互いに差動的に接続された測定コイルであり、コイル(4)は電源に接続された励磁コイルとなる。

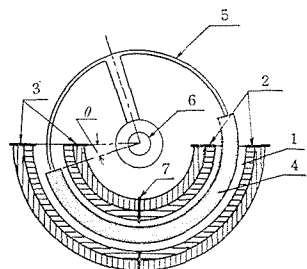
鉄心(1)の内部には非磁性体リングが配され、その中央には円弧状または半環状の磁性体電機子が、非磁性シャフトに支えられてある。ここでいう磁性体電機子は、巻線がほどこされているわけではなく、回転子の意味である。変換器 T_1 と T_2 の電機子が同一状態にあるときは、各測定コイルに誘起する電圧は大きさが等しく、位相が互いに 180° 異なるため電子管式増幅器への入力は零となる。

変換器 T_1 のシャフトに角変位が与えられると、その測定コイル(2)と(3)の磁束関係に変化が生じ、一定位相の不平衡起電力が増幅器に印加される。増幅電圧は第2変換器 T_2 に直結された可逆モータ (R. M.) を駆動する。可逆モータは系の新しい平衡状態が生ずるまで回転する。測定系の角変位は、モータに直結された読取り装置の指示で表わされる。

測定範囲に応じて電機子(7)の幾何学的寸法を変えればよく、 $0 \sim 45^\circ$ または $0 \sim 200^\circ$ の測定が可能であるという。測定誤差は $\pm 1.0\%$ であり、主な仕様はつぎの通りである。

鉄心直径：86 [mm] (厚み 8 [mm])， 励磁コイル：2,000 [回]， 測定コイル：5,000 [回]， 電機子直径：29 [mm] (厚み 0.5 [mm])。

<3・3> 差動トランス(相互誘導)形 変位測定用として従来から広く用いられている差動トランスを角変位を検出しやすいように彎曲したもので、第2・18図に示した構造をもつ。



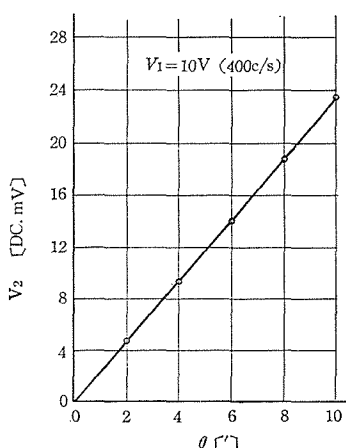
第2・18図 差動トランス(相互誘導)形トランスジューサの構造

このトランスジューサが本稿で取り上げられる相互誘導形である。第2・18図において非磁性体巻棒(1)の上に、中央フィン(7)を境として一次巻線(2)と二次巻線(3)がほどこされてある。一次巻線の左右両側の巻線は和動的に、また二次巻線のは差動的に接続されてある。巻棒中には自由に角変位ができるコア(4)があり、非磁性体アーム(5)によつてシャフト(6)に固定されている。

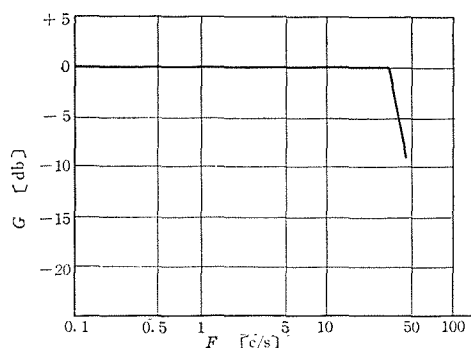
測定対象はシャフトに直結され、一次巻線でコアが励磁されると、二次巻線にはコアの角変位 θ に対応して差電圧が誘起する。

トランスジューサの静特性は交流出力で測定範囲 $0 \sim 50^\circ$ 、誤差 $\pm 1.0\%$ で直線性をもち、出力電圧は $0 \sim 2.5$ [V] である。交流出力では零点付近において数十 [mV] の残り電圧がある。出力を直流に変換すると零点付近の特性がいちじるしく改善され、最小測定角度は $2'$ 以下になる(第2・19図参照)。

このトランスジューサは先にも述べた通り、差動トランスの変種ではあるが、立場を変えるなら曲率半径の無限大なものが差動トランスと考えることができる。したがつてこのトランスジューサの変換理論が確立されれば、それが若干の修正を経て差動トランスに適用できる可能性がある。これは差動トランスが構造が簡単であり、かつ無接触式で



第2・19図 相互誘導形の微小角変位特性



第2・20図 相互誘導形の動特性

微小変位の測定ができるにもかかわらず、変換理論が確立されていない現状を考えあわせるとはなはだ魅力のある問題である。

第2・20図にその動特性を示したが、鉄心の振動数 $F = 30$ [c/s] まで平坦な特性をもち、実効的な時定数は約5 [ms] である。

<3・4> 誘導ピックアップ形 光学的方法によつて微小角変位測定を電気的方法で置き代える試みが誘導ピックアップ形角度トランスジューサで行われている。

誘導ピックアップ形は、信号の発生およびその処理の仕方でも2種類に分けられる。電圧式とインピーダンス式がそれぞれである。

(3.4.1) 電圧式¹⁷⁾ 第2・21図に示すように

2個の電磁ピックアップと検出歯車とからなる。電磁ピックアップは一方が固定ピックアップであり、他方が角変位の与えられる入力軸と直結された変位ピックアップである。検出歯車は磁石になっており、その回転にともなつて正弦状電圧が各ピックアップに誘起する。いま変位ピックアップに微小角が与えられると、双方のピックアップに誘起した電圧間には位相差が

生ずる。この位相差を角変位に比例した量に変換するため、A-D変換器で情報を処理するように工夫されている。

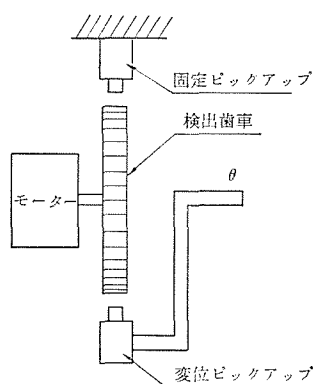
最大測定角は、ピックアップの種類をかえることによつて $\pm 1^\circ \sim \pm 10^\circ$ までの4種が用意されており、カウンタを用いることにより最小読取り角度は $1.8''$ である。

測定精度は $\pm 0.05\%$ 以内で、震動、温度などの影響を受けず、測定時間中の平均値を指示する。

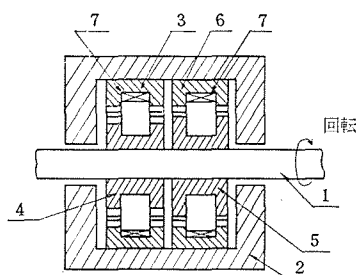
(3.4.2) インピーダンス式¹⁸⁾ 上述したトランスジューサと似かよつた動作をする誘導ピックアップ形に第2・22図に示したようなものがある。

2個の歯リム(4)と(5)はシャフト(1)に固定され、それらと同じ歯数をもつ歯リム(3)と(6)はケースに固定されている。これら歯リムの凹所には同種類のコイル(7)が埋めこまれ、これがピックアップの役割を果すことになる。

シャフトがケースに対して回転したとき、歯リム(4)の凸部が歯リム(3)の凸部を通り過ぎる瞬間に、歯リム(5)の凸部が歯リム(6)の凹部を通るように配置しておく。すなわち互



第2・21図 誘導ピックアップ形
(電圧式)の構造



第2・22図 誘導ピックアップ形(インピーダンス式)の構造

いに差動的な関係を保つようにする。このような配置によつて歯リム(3)のコイルインピーダンスが最大になる瞬間、歯リム(6)のコイルインピーダンスが最小となる。シャフトの回転数を上げるにしたがつてこの傾向はますます大きくなる。この2個のインピーダンスの差は、通常の差動回路(たとえば電圧降下を比較するような)できめることができる。したがつて前節のピックアップ形を“電圧式”と称するなら、このトランスジューサは“インピーダンス式”といふことができる。

実際には、このトランスジューサの双方のピックアップ間に生じた差電圧を零位法で検出する。差電圧はケース側の歯リム(3)と(6)およびシャフト側の歯リム(4)と(5)間の相対位置によつてきまるから、ケース側の歯リムに角変位の測定対象を直結しておけば、微小角の計測ができる。

コイル電流波形の成形には、全歯形が関係するので、精度の向上には超精密な工作技術が必要とされる。双方の歯リム間のギャップを増せば、誤差は小さくなるが、感度は減少するので増幅器を用いてそれを補う。

測定精度は $0.25''$ で $5 [\mu A]$ の指示電流が得られる。現在では工作機械用として、 $20 \sim 30'$ の角度間隔で断続信号が自動的に生ずるように工夫されている。*

4. あとがき

過去十数年来に開発され、または実用に供されている新しい形式の主な角度トランスジューサの動作原理とその特性の概要について述べた。筆者の能力からそのすべてを網らできなかつたが、逐次補充していきたい考えである。

実用的な見地から、角度トランスジューサについてはつぎのような一般的な要求がある。

- 1) 変換精度の高いこと。
- 2) 回転トルクがないか、あるいはきわめて小さいこと。

* このトランスジューサは、1960年の全ソ産業博覧会で金賞を得た。

- 3) 応答速度が早い。
- 4) 構造が簡単。
- 5) 温度、湿度、ほこり、振動および衝撃に対して安定に動作すること。

現在の時点で、これらの要求を十分に満足した角度トランスジューサはまだ出現していないし、時代の欲求は益々苛酷なものになつてくるのは想像するに難くない。

上述した角度トランスジューサにおいても、静特性と動特性がともにすぐれたものはなく、実用的にはそれぞれの利点を十分に活かすような使用法が講ぜられなければならない。

さらにこれらの角度トランスジューサは、新らしい材料の発明と現象の発見によつて改良発展され、多彩なものになつて行くであろう。このことは大きな困難をとまうと同時に、非常に興味のある問題を将来我々に提供してくれるであろう。

終りに現在までに開発された角度トランスジューサの特性一覧表を示した。

付 録

角度トランスジューサの特性一覧表

) 印の数字は文献番号を示す。

名 称	測 角 精 度	電 源	長 所	短 所	用 途
ホール発電 器形 ⁵⁾	40° ----- ±0.4%	DC	1. 無接触 2. 角変位とその 速度に比例した 信号を発生する。	1. 測角が比較的 小さい。	1. サーボ系の帰 還内ループ
熱伝導形 ⁶⁾	90° -----	商用	1. 無接触	1. 応答が遅い。 2. 直線性がよく ない。	1. 遠方測定
ポテンショ メータ形 ⁷⁾	350° ----- 30'	DC	1. 応答が比較的 早い。	1. ブラッシによ る接触がある。	1. 石油井の傾斜 測定
光電形 ⁸⁾	----- 2.5''	DC	1. 高精度	1. 装置が大形と なり、構造複雑 となる。	1. 精密角度検出 用
符号板形 ¹⁰⁾	±359.9° ----- 0.1°	DC	1. 測角が大きい。 2. 動作が安定	1. ブラッシの接 触がある。 2. ゲート回路。 読取り装置がい る。	1. レーダ・トラ ッキング 2. 重量計測 3. フィルム・リ ーダ
<誘導形> マグネシ ン ¹⁴⁾	360° ----- 30'	400 c/s	1. 接触部がない。 2. 測角が大きい。	1. 精度が低い。	1. 航空機のかじ、 オイル量の伝送 2. サーボ系

シンクロ ¹⁴⁾	360° ----- 30'	商用 400 c/s	1. 構造簡単 2. 成品の互換性がある。	1. ブラッシ、滑動環による接触がある。 2. 分解修理困難	1. 遠隔指示 2. サーボ機構の検出器
マイクロシン ¹⁴⁾	360° -----	400 c/s	1. 無接触	1. 工作がきわめて困難 2. 信号伝送にアンプがいる。	1. 角度検出 2. サーボ機構
インダクティオン ¹⁴⁾	----- 2.5''	400 c/s ~ 200 Kc	1. 高精度 2. 小さい測角に適する。	1. 工作がきわめて困難 2. SN比が大きい。 3. アンプがいる。	1. レーダ 2. 兵器用
磁石回転式 ¹⁵⁾	±22.5° ----- ±0.5%	商用	1. 無接触 2. 温度・電源の変動の影響を受けない。	1. 時定数 (0.2 sec) が大きい。 2. 測角が小さい。	1. 圧力, 差圧, 流量, 液面の測定
電機子形 ¹⁶⁾	200° -----	商用	1. 無接触 2. 構造簡単	1. アンプが必要 (自動平衡式)	1. 液面, 粘度, 密度の測定
差動トランス形 ^{2) 21)}	±50° ----- 1'	商用 ~ 1 Kc	1. 無接触 2. 構造簡単 3. 動特性がよい。	1. 測角が比較的小さい。	1. 比重, 重量の測定 2. ターンテーブル・チエッカ
<誘導ピックアップ形> 電圧式 ¹⁷⁾	±10° ----- 1.8''		1. 無接触 2. 温度・振動に強い。 3. 高精度	1. 測角が小さい。 2. 工作が困難 3. デジタル変換器が必要	1. 微小角測定 2. トルタメータ
インピーダンス式 ¹⁸⁾	±1° ----- 0.25''	数百 c/s	1. 無接触 2. 超高精度	1. 測角が小さい。 2. 超精密工作技術がいる。 3. アンプ, 位相回路が必要	1. 工作機械用

Ⅲ. 磁束モデル化法による直線性の解析

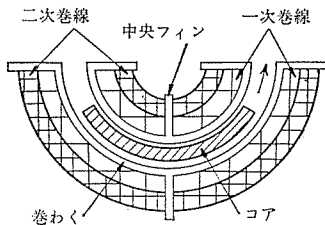
1. ま え が き

本篇では筆者らによつて考案された相互誘導形角度トランスジューサ (以下トランスジューサと略す) の磁束モデル化法による直線性の解析について述べる。トランスジューサの概要については、すでに第Ⅱ篇 <3・3> であきらかにしたように、このトラン

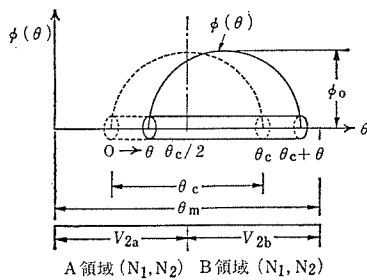
スジューサは工業計測の分野で相互誘導形変位トランスジューサとして広く利用されている差動トランスを角度を検出しやすいように、巻線構造とコアを半環状にわん曲したものである。したがって差動トランスの多くの特長を本トランスジューサはそのまま受け継いでおり、増幅器を用いることなく角度を計測することができる。

本篇では差動トランスに対する変換特性の理論的解析が十分に説明されていない現状^{19) 20)}と本トランスジューサの基礎的な設計資料を得ることを考え合わせて、コア上の磁束分布をモデル化することによつて出力電圧の直線性と一次インダクタンスの一定性を解析し、実験結果と比較した。この解析結果にもとづき、²¹⁾2補償法による直線性の改善について述べた。

2. 動作原理



第3・1図 角度トランスジューサの構造



第3・2図 コア上の磁束分布

トランスジューサの巻線配置によつて2段形と3段形が考えられるが、巻線配置が異なつても動作原理は同一であるので、第3・1図に示した2段形を例にとり説明する。

巻く上の中央フィンによつて区別された左右两部分に2組の一次巻線が各 N_1 回ずつ施され直列に接続されている。一方2組の二次巻線は各 N_2 回ずつ巻かれており、これらは互いに差動的に接続されている。説明の便宜上トランスジューサを第3・2図に示すように直線化して表わし、一次巻線に与えられた電流でコイル中のコアが励磁されたとき、コア上に任意の磁束 $\phi(\theta)$ が形成されると考える。

いまコアにある角変位 θ が与えられたとき、コイルの角度 $\theta_m/2$ のA領域の二次巻線に誘起する出力電圧 V_{2a} は、空気による

磁束鎖交回数を無視すれば次式で与えられる。

$$V_{2a} = \frac{2\omega N_2}{\theta_m} \int_0^{\theta_c/2} \phi(\theta) d\theta \tag{3.1}$$

ここに、 ω : 励磁周波数

同様にB領域では

$$V_{2b} = \frac{2\omega N_2}{\theta_m} \int_{\theta_c/2}^{\theta_c+\theta} \phi(\theta) d\theta \tag{3.2}$$

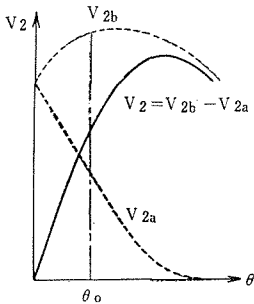
となる。A、B各領域の二次巻線は互いに差動的に接続されているから、二次出力電圧

V_2 は

$$V_2 = V_{2b} - V_{2a}$$

$$= \frac{2\omega N_2}{\theta_m} \left\{ \int_{\theta_{c/2}}^{\theta_{c/2} + \theta} \phi(\theta) d\theta - \int_{\theta}^{\theta_{c/2}} \phi(\theta) d\theta \right\} \quad (3.3)$$

で与えられる。いまコア上の磁束分布を正弦状と仮定すれば、角変位がないとき ($\theta = 0$)、(3.1) と (3.2) 両式の積分値は同一であるから $V_2 = 0$ となる。コアに角変位が与えられると、第 3・3 図に示したように、 V_{2a} はほぼ直線的に減少するが、 V_{2b} はある角変位 θ_0 まで二次関数的に増加し、それを過ぎれば減少する。したがって、 V_2 はある角変位 θ_0 まで比例的に増加する。 V_{2a} と V_{2b} は互いに位相が 180° 異なるため、コアに与えられる角変位の正、負両方向にしたがい 0° と 180° の位相をもつ出力を生ずる。

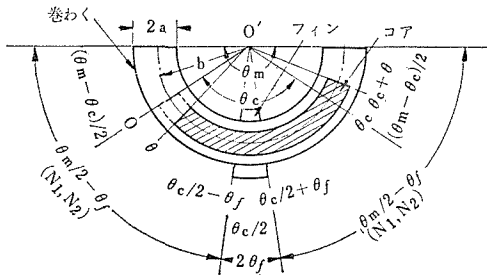


第 3・3 図 変換特性の例

3. 出力電圧の直線性

本トランスジューサや差動トランスなどの理論的解析を困難にさせている主な要因は、結局磁気回路の複雑さにある。漏れ磁路の解析に際して、考え方の主体を空気磁路におく方法²³⁾よりも、磁界中のコアに注目した方法²⁾が現象をより本質的に考察しやすい場合がある。これはソレノイド磁界中にある磁心の透磁率が磁界の強さやコアの角変位によつてどのように変化するかを考えるやり方でもある。

ここでは解析の一手法として、コア上の磁束分布をモデル化し、理想的な長方形、軟鉄、けい素鋼などで観察される放物線状と正弦状の 3 種に仮定して取り扱うことにする。

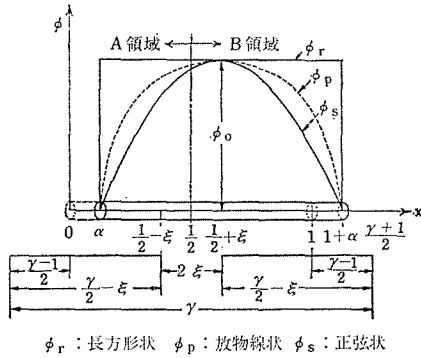


第 3・4 図 コイルとコアの角度表示

平衡状態にあるトランスジューサのコアに角変位 θ が与えられたときの角度表示を第 3・4 図のようにきめておく。半径中心 O' に対してコイルは θ_m 、コアは θ_c 、中央フィンハ $2\theta_f$ の角度をもち、コアの平均半径は b 、コイル断面の直径は $2a$ である。一次、二次巻線は、それぞれ巻わく上の角度 $\theta_m/2 - \theta_f$ の範囲に

わたつてまかれてある。半径中心 O' に対するコア角度 θ_c を基準として、相対角変位 α 、コイル・コア寸法比 γ およびフィン・コア寸法比 ξ をつぎのように決めておく。

$$\alpha = \frac{\theta}{\theta_c}, \quad \gamma = \frac{\theta_m}{\theta_c} \geq 1, \quad \xi = \frac{\theta_f}{\theta_c} \quad (3.4)$$



第3・5図 モデル化した磁束分布の形状

図に直線化して表わした。

長方形の磁束 ϕ_r は α に関係しないので

$$\phi_r = \phi_0 \tag{3.5}$$

となる。A領域における二次巻線に対する磁束絞交回数 $\dot{\phi}_a, \dot{\phi}_a'$ は α の各範囲において

$$\dot{\phi}_a = N_2 \int_{\alpha}^{1/2 - \xi} \phi_r dx, \quad 0 \leq \alpha \leq 1/2 - \xi \tag{3.6}$$

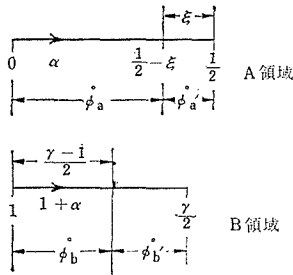
$$\dot{\phi}_a' = 0, \quad 1/2 - \xi \leq \alpha \leq 1/2 \tag{3.7}$$

となる。同様にB領域では次の2式で与えられる。

$$\dot{\phi}_b = \frac{N_2}{\gamma/2 - \xi} \int_{1/2 + \xi}^{1 + \alpha} \phi_r dx, \quad 0 \leq \alpha \leq \frac{\gamma - 1}{2} \tag{3.8}$$

$$\dot{\phi}_b' = \frac{N_2}{\gamma/2 - \xi} \int_{1/2 + \xi}^{(\gamma + 1)} \phi_r dx, \quad \frac{\gamma - 1}{2} \leq \alpha \leq \frac{\gamma}{2} \tag{3.9}$$

ここに、 dx は角変位軸 x 上の微小部分である。したがって差動接続されている二次巻線に誘起する出力電圧 V_{2r} は、第3.6図の各角変位の範囲で (3.6) ~ (3.9) 式を用いて次の各式となる。



第3・6図 角度位と磁束絞交回数との関係

$$V_{2r} = \omega (\dot{\phi}_b - \dot{\phi}_a) = \frac{2\omega N_2 \phi_0}{\gamma/2 - \xi} \alpha \tag{3.10}$$

$$0 \leq \alpha \leq (\gamma - 1)/2$$

$$V_{2r} = \omega (\dot{\phi}_b' - \dot{\phi}_a) = \frac{\omega N_2 \phi_0}{\gamma/2 - \xi} \left\{ (\gamma - 1)/2 + \alpha \right\}, \tag{3.11}$$

$$(\gamma - 1)/2 \leq \alpha \leq 1/2 - \xi$$

< 3・1 > 長方形磁束分布

実際に半環状あるいは棒状コアを磁化するとき、コアに反磁界（別名減磁力）が生ずるため均一に磁化されず、この種のコアに長方形の磁束分布を形成させることはきわめて困難である。しかしここでは理論的な目安を得るため、コアに反磁界のない理想的な状態を仮定することによろう。

コア上に分布した各磁束の相対角変位 α による移行の様相を第3・5

$$V_{2r} = \omega (\dot{\phi}_b' - \dot{\phi}_a') = \frac{\omega N_2 \phi_0}{\gamma/2 - \xi} (\gamma/2 - \xi), \quad 1/2 - \xi \leq \alpha \leq 1/2 \quad (3.12)$$

<3・2> 放物線状磁束分布 コア上の磁束分布を放物線状としたときの磁束 ϕ_p (第3.5図参照) は

$$\phi_p = 2\phi_0 \sqrt{\frac{1}{4} - (x - \frac{1}{2} - \alpha)^2} \quad (2.13)$$

前述の手法にしたがい二次側における出力電圧 V_{2p} は次の各式で与えられる。

$$V_{2p} = \frac{\omega N_2 \phi_0}{\gamma/2 - \xi} \left\{ (\xi + \alpha) \sqrt{\frac{1}{4} - (\xi + \alpha)^2} - (\xi - \alpha) \sqrt{\frac{1}{4} - (\xi - \alpha)^2} \right. \\ \left. + \frac{1}{4} \sin^{-1} 2(\xi + \alpha) - \frac{1}{4} \sin^{-1} 2(\xi - \alpha) \right\}, \quad 0 \leq \alpha \leq (\alpha - 1)/2 \quad (2.14)$$

$$V_{2p} = \frac{\omega N_2 \phi_0}{\gamma/2 - \xi} \left\{ \left(\frac{\gamma}{2} - \alpha\right) \sqrt{\frac{1}{4} - \left(\frac{\gamma}{2} - \alpha\right)^2} + (\xi + \alpha) \sqrt{\frac{1}{4} - (\xi + \alpha)^2} \right. \\ \left. - (\xi - \alpha) \sqrt{\frac{1}{4} - (\xi - \alpha)^2} + \frac{1}{4} \sin^{-1} 2\left(\frac{\gamma}{2} - \alpha\right) + \frac{1}{4} \sin^{-1} 2(\xi + \alpha) \right. \\ \left. - \frac{1}{4} \sin^{-1} 2(\xi - \alpha) - \frac{\pi}{8} \right\}, \quad (\gamma - 1)/2 \leq \alpha \leq 1/2 - \xi \quad (3.15)$$

$$V_{2p} = \frac{\omega N_2 \phi_0}{\gamma/2 - \xi} \left\{ \left(\frac{\gamma}{2} - \alpha\right) \sqrt{\frac{1}{4} - \left(\frac{\gamma}{2} - \alpha\right)^2} - (\xi - \alpha) \sqrt{\frac{1}{4} - (\xi - \alpha)^2} \right. \\ \left. + \frac{1}{4} \sin^{-1} 2\left(\frac{\gamma}{2} - \alpha\right) - \frac{1}{4} \sin^{-1} 2(\xi - \alpha) \right\}, \quad 1/2 - \xi \leq \alpha \leq 1/2 \quad (3.16)$$

<3・3> 正弦状磁束分布 その磁束を ϕ_s , 出力電圧を V_{2s} とすれば, 次のようになる。

$$\phi_s = \phi_0 \sin \pi (x - \alpha) \quad (3.17)$$

$$V_{2s} = \frac{\omega N_2 \phi_0}{(\gamma/2 - \xi) \pi} \left\{ \cos \pi \left(\frac{1}{2} + \xi - \alpha\right) + \cos \pi \left(\frac{1}{2} - \xi - \alpha\right) \right\}, \quad 0 \leq \alpha \leq (\gamma - 1)/2 \quad (3.18)$$

$$V_{2s} = \frac{\omega N_2 \phi_0}{(\gamma/2 - \xi) \pi} \left\{ \cos \pi \left(\frac{1}{2} + \xi - \alpha\right) + \cos \pi \left(\frac{1}{2} - \xi - \alpha\right) \right. \\ \left. - \cos \pi \left(\frac{\gamma - 1}{2} - \alpha\right) - 1 \right\}, \quad (\gamma - 1)/2 \leq \alpha \leq 1/2 - \xi \quad (3.19)$$

$$V_{2s} = \frac{\omega N_2 \phi_0}{(\gamma/2 - \xi)\pi} \left\{ \cos \pi \left(\frac{1}{2} + \xi - \alpha \right) - \cos \pi \left(\frac{\gamma + 1}{2} - \alpha \right) \right\},$$

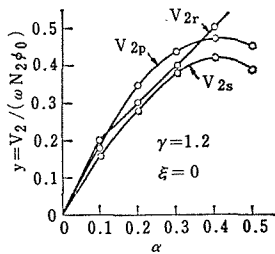
$$1/2 - \xi \leq \alpha \leq 1/2 \tag{3.20}$$

<3・4> 出力電圧の直線範囲 差動トランスなどの直線範囲は“一次、二次巻線が施されているコイルの全長に対する出力電圧が所定の誤差をもち、比例的に増加するコア変位の長さの比率”となつている。このことを本トランスジューサにおきかえれば、直線範囲 σ はつぎの形で表わされる。

$$\sigma = \pm \frac{\theta_0}{\theta_m} \times 100 \text{ [%]} \tag{3.21}$$

ここに、 θ_0 は出力電圧と角変位とが所定の誤差（たとえば $\pm 1\%$ ）で比例関係を保つ限界角度（第3.4図参照）である。上式の表現はつごうのよい点もあるが、実際の設計にあたってはコアの長さを単位にとり、直線範囲を吟味するほうが便利であるので、本篇では直線範囲を σ_0 とし、次のように決めておく。

$$\sigma_0 = \pm \frac{\theta_0}{\theta_c} \times 100 = \alpha_0 \times 100 \text{ [%]} \tag{3.22}$$

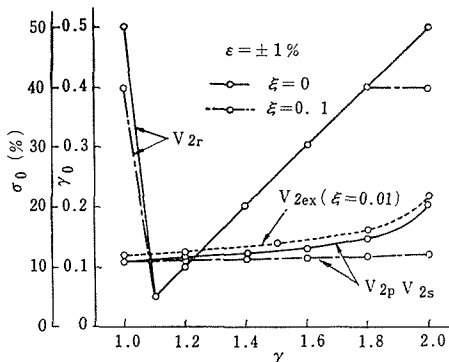


第3・7図 磁束分布をモデル化した変換特性

ここに、 $\alpha_0 = \theta_0/\theta_c$

$\gamma = 1.2, \xi = 0$ とし、磁束分布の形状が変換特性に与える影響を数値計算した結果を第3.7図に示した。図において V_{2r}, V_{2p}, V_{2s} は前に導いた各理論式を用い、角変位 α を横軸、相対出力電圧 $y (= V_2/\omega N_2 \phi_0)$ を縦軸に示した。

コア上の磁束分布の形状と直線範囲の関係を明らかにするため、誤差 ε （または直線性ともいう）を $\pm 1\%$ とし、磁束分布の形状と ξ パラメータとして γ に依存する α_0 の関係を第3.8図に示した。

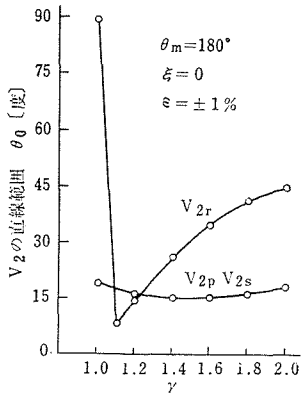


第3・8図 コイル・コア寸法比 γ に依存する出力電圧の線範囲 α_0

図から明らかなように、 $\xi = 0$ 、すなわち中央フィンがない場合（実線表示）、 V_{2r} （長方形状）は $\gamma = 1$ で $\alpha_0 = 0.5, \sigma_0 = \pm 50\%$ である。しかし V_{2r} の α_0 は $(\gamma - 1)/2$ と直接的な関係を有しているから、((3.11)式参照)、 $\gamma = 1.1$ 付近で急激に減少し、 $\gamma = 2.0$ で再び $\alpha_0 = 0.5$ となる。一方 V_{2p} （対物線状）と V_{2s} （正弦状）は、同一な $\gamma - \alpha_0$ (σ_0) 特性をもち、 $\gamma = 1.0$ の $\alpha_0 = 0.115$ ($\sigma_0 = \pm 12\%$) から $\gamma = 2.0$

の $\alpha_0 = 0.2$ ($\sigma_0 = \pm 20$ [%]) まで漸増する傾向がある。

これに対して $\xi = 0.1$ ($\theta_c = 180^\circ$)、すなわちフィンがコイル角度の20 [%] を占めている場合 (一点鎖線表示)、その直線範囲はいずれの磁束分布のときも、 $\xi = 0$ の場合と比較して一様に減少する。 θ_0 と α_0 との間には $\theta_0 = \theta_m \alpha_0 / \gamma$ の関係が導かれるから、直線範囲をその絶対値 θ_0 [°] で表わすと第3.9図のようになる。



第3・9 γ と θ_0 の関係

以上の解析から出力電圧の直線範囲について次のことが明らかにされた。

- 1) コア上の磁束分布を長形状とし $\gamma = 1$ のとき最大の直線範囲 $\theta_0 = 90^\circ$ を得る。
- 2) 放物線状と正弦状は同一の θ_0 を示す。
- 3) ξ の値が小さいほうが比較的大きな θ_0 を与える。

4. 一次インダクタンスの一定性

トランスジェーサのコアに角変位が与えられると、一般に一次インダクタンスがその角変位に応じて変化する。差動トランスの場合、一次インダクタンスを角変位に関係なく一定にすると、次の利点のあることが知られている。²²⁾ すなわち、

- 1) 定電圧、定電流のいずれの電源を用いても同一な特性が得られる。
- 2) コアの変位軸方向の吸引力が零になる。
- 3) 二次両巻線間の位相差が一定になる。

このことは本トランスジェーサに対しても同等の意味をもたらすから、以下に磁束分布の形状を前掲の3種として、一次インダクタンスの一定性を吟味してみる。

<4・1> 一次インダクタンスの変化 一般に一次インダクタンス L_1 は次の形で与えられる。

$$L_1 = \phi_1 / I_1 \quad (3.23)$$

ここに、 I_1 : 一次電流、 ϕ_1 : 一次巻線に対する磁束鎖交回数
磁束実布の各形状による角変位の各範囲での一次インダクタンスは、次の諸式となる。

(i) 長方形の一次インダクタンス L_{1r}

$$L_{1r} = \frac{\dot{\phi}_a + \dot{\phi}_b}{I_1} = \frac{N_1 \phi_0}{I_1(\gamma/2 - \xi)} (1 - 2\xi), \quad 0 \leq \alpha \leq (\gamma - 1)/2 \quad (3.24)$$

$$L_{1r} = \frac{\dot{\phi}_a + \dot{\phi}_b'}{I_1} = \frac{N_1 \phi_0}{I_1(\gamma/2 - \xi)} \left(\frac{\gamma + 1}{2} - 2\xi - \alpha \right),$$

$$(\gamma - 1)/2 \leq \alpha \leq 1/2 - \xi \quad (3.25)$$

$$L_{1r} = \frac{\dot{\phi}_a' + \dot{\phi}_b'}{I_1} = \frac{N_1 \phi_0}{I_1(\gamma/2 - \xi)} \left(\frac{\gamma}{2} - \xi \right) = \frac{N_1 \phi_0}{I_1}, \quad 1/2 - \xi \leq \alpha \leq 1/2 \quad (3.26)$$

(ii) 放物線状の一次インダクタンス L_{1p}

$$L_{1p} = \frac{N_1 \phi_0}{I_1(\gamma/2 - \xi)} \left\{ \frac{\pi}{4} - (\xi + \alpha) \sqrt{\frac{1}{4} - (\xi + \alpha)^2} - (\xi - \alpha) \sqrt{\frac{1}{4} - (\xi - \alpha)^2} \right. \\ \left. - \frac{1}{4} \sin^{-1} 2(\xi + \alpha) + \frac{1}{4} \sin^{-1} 2(\xi - \alpha) \right\}, \quad 0 \leq \alpha \leq (\gamma - 1)/2 \quad (3.27)$$

$$L_{1p} = \frac{N_1 \phi_0}{I_1(\gamma/2 - \xi)} \left\{ \frac{\pi}{8} + \left(\frac{\gamma}{2} - \alpha \right) \sqrt{\frac{1}{4} - \left(\frac{\gamma}{2} - \alpha \right)^2} - (\xi + \alpha) \sqrt{\frac{1}{4} - (\xi + \alpha)^2} \right. \\ \left. - (\xi - \alpha) \sqrt{\frac{1}{4} - (\xi - \alpha)^2} + \frac{1}{4} \sin^{-1} 2 \left(\frac{\gamma}{2} - \alpha \right) - \frac{1}{4} \sin^{-1} 2(\xi + \alpha) \right\}, \\ 0 \leq \alpha \leq (\gamma - 1)/2 \quad (3.27)$$

$$L_{1p} = \frac{N_1 \phi_0}{I_1(\gamma/2 - \xi)} \left\{ \frac{\pi}{8} + \left(\frac{\gamma}{2} - \alpha \right) \sqrt{\frac{1}{4} - \left(\frac{\gamma}{2} - \alpha \right)^2} - (\xi + \alpha) \sqrt{\frac{1}{4} - (\xi + \alpha)^2} \right. \\ \left. - (\xi - \alpha) \sqrt{\frac{1}{4} - (\xi - \alpha)^2} - \frac{1}{4} \sin^{-1} 2 \left(\frac{\gamma}{2} - \alpha \right) - \frac{1}{4} \sin^{-1} 2(\xi + \alpha) \right. \\ \left. - \frac{1}{4} \sin^{-1} 2(\xi - \alpha) \right\}, \quad (\gamma - 1)/2 \leq \alpha \leq 1/2 - \xi \quad (3.28)$$

$$L_{1p} = \frac{N_1 \phi_0}{I_1(\gamma/2 - \xi)} \left\{ \left(\frac{\gamma}{2} - \alpha \right) \sqrt{\frac{1}{4} - \left(\frac{\gamma}{2} - \alpha \right)^2} - (\xi - \alpha) \sqrt{\frac{1}{4} - (\xi - \alpha)^2} \right. \\ \left. - \frac{1}{4} \sin^{-1} 2 \left(\frac{\gamma}{2} - \alpha \right) - \frac{1}{4} \sin^{-1} 2(\xi - \alpha) \right\}, \quad 1/2 - \xi \leq \alpha \leq 1/2 \quad (3.29)$$

(iii) 正弦状の一次インダクタンス L_{1s}

$$L_{1s} = \frac{N_1 \phi_0}{\pi I_1(\gamma/2 - \xi)} \left\{ 2 + \cos \pi \left(\frac{1}{2} + \xi - \alpha \right) - \cos \pi \left(\frac{1}{2} - \xi - \alpha \right) \right\}, \\ 0 \leq \alpha \leq (\gamma - 1)/2 \quad (3.30)$$

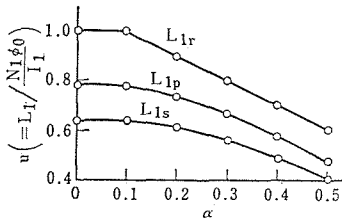
$$L_{1s} = \frac{N_1 \phi_0}{\pi I_1(\gamma/2 - \xi)} \left\{ 1 + \cos \pi \left(\frac{1}{2} + \xi - \alpha \right) \right.$$

$$- \cos \pi \left(\frac{1}{2} - \xi - \alpha \right) - \cos \pi \left(\frac{\gamma - 1}{2} - \alpha \right) \},$$

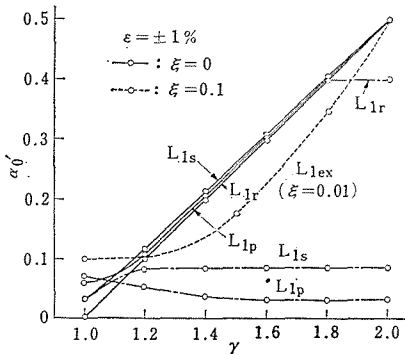
$$(\gamma - 1)/2 \leq \alpha \leq 1/2 - \xi \quad (3.31)$$

$$L_{1s} = \frac{N_1 \phi_0}{\pi I_1 (\gamma/2 - \xi)} \left\{ \cos \pi \left(\frac{1}{2} + \xi - \alpha \right) - \cos \pi \left(\frac{\gamma + 1}{2} - \alpha \right) \right\},$$

$$1/2 - \xi \leq \alpha \leq 1/2 \quad (3.32)$$



第3・10図 α による L_1 の変化



第3・11図 ϵ と磁束分布の形状をパラメータにした γ と α_0' の関係

以上に導いた L_1 の諸式に対して、 $\gamma = 1.2$, $\xi = 0$ とし、 α と L_1 の関係を数値計算した結果を第3.10図に示した。

<4・2> 一次インダクタンスの一定範囲 いま、 α_0' を誤差 $\epsilon = \pm 1[\%]$ で一次インダクタンスの一定範囲を表わすものとする。磁束分布の形状と ξ をパラメータとして、第3.11図に γ に依存する α_0' の関係を示した。図から明らかなように、 $\xi = 0$ のとき L_1 の一定範囲 α_0' は各分布形状のいかんにかかわらず γ の増大にともない一様に増加する。しかし $\xi = 0.1$ のときは、 L_{1r} を除き L_{1p} と L_{1s} の α_0' は0.1以下となり、 γ への依存性は小さくなる。

したがって L_1 を一定にするためには γ を大きく、逆に ξ をできるだけ小さくすればよい。換言すればコイルの長さに対してコアの長さを小さく、かつ中央フィンをできるだけ狭くすれば L_1 の α_0' が大きくなる。

V_1 の直線範囲 α_0 と L_1 の一定範囲 α_0' についての上の解析から、トランスジェーサの設計指針として次の事項がまとめられる (第3.8図, 第3.11図参照)。

- 1) コア上に長方形の磁束を形成させれば、 $\gamma = 1.4$ で $\alpha_0 = \alpha_0' = 0.2$ となり、角変位 $0 \sim 25.7^\circ$ の範囲で V_2 は直線性、 L_1 は一定性をもつ。
- 2) 対物線状と正弦状の場合、 $\gamma = 1.2$ に選べば $\alpha_0 = \alpha_0' = 0.1$ となり、角変位範囲 $0 \sim 16.5^\circ$ において直線性と一定性を有する。

5. 直線性の補償

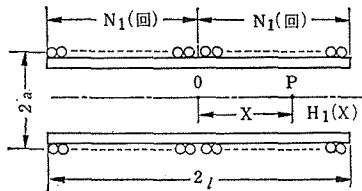
直線性の補償については磁気的なものと回路的なものがあり、この両者に関してはす

でに差動トランスに対するいくつかの研究がある。^{24)~25)}ここではおもに前者、すなわち巻線配置による直線性の補償について考察する。

<5・1> 磁界補償法 前述の解析から、コア上の磁束分布を長方形としたとき、他の分布と比較して V_1 の直線範囲と L_1 の一定範囲が大きくなることがわかった。長方形分布を形成させるためには、コイル両端での外部磁界の減少を補償することが考えられる。通常、直線状ソレノイドにおける軸上の中心から任意の距離 X での磁界の強さは

$$H_1(X) = \frac{N_1 l_1}{2l} \left\{ \frac{l+X}{\sqrt{a^2 + (l+X)^2}} + \frac{l-X}{\sqrt{a^2 + (l-X)^2}} \right\} \quad (3.33)$$

で与えられる。ここに、 $2l$ と a はソレノイドの長さと同半径、 N_1 は一次巻線回数の半分、 X はソレノイド軸上の中心 O から任意の点 P までの距離である。(第3.12図参照)



第3・12図 直線状ソレノイド

半環状ソレノイドの軸上の中心から任意の角度 θ にある点の磁界の強さは、上の(3.33)式に次の変数変換を行って求めることができる。

$$2l = \theta_m b, \quad X = \theta b \quad (3.34)$$

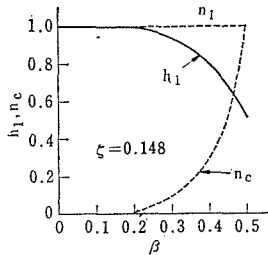
(3.34) を (3.32) に代入して整理すれば

$$H_1(\beta) = \frac{N_1 I_1}{\theta_m b} \left\{ \frac{1/2 + \beta}{\sqrt{\zeta^2 + (1/2 + \beta)^2}} + \frac{1/2 - \beta}{\sqrt{\zeta^2 + (1/2 - \beta)^2}} \right\} \quad (3.35)$$

ここに、 $\beta = \theta/\theta_m$ ($-1/2 \leq \beta \leq 1/2$)、 $\zeta = a/\theta_m b$

(3.35) 式は誤差±2 [%] の範囲で実験値と一致する。巻線密度を n_1 ($= 2N_1/\theta_m$)、磁界の強さを相対値を

$$h_1(\beta) = \frac{2b\sqrt{\zeta^2 + 1/4}}{n_1 I_1} H_1(\beta) \quad (3.36)$$



第3・13図 被償巻線 n_c の分布

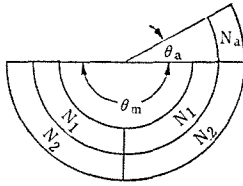
で表わし、 $\zeta = 0.148$ ($a = 15, b = 32.5$ [mm]) のときの β 値に依存する $h_1(\beta)$ の変化を第3.13図に示した。したがって半環状ソレノイドの軸上の磁界を一定値に保つためには、次の式で与えられる補償磁界 $H_c(\beta)$ を加えればよい。

$$H_c(\beta) = \frac{n_1 I_1}{2\sqrt{\zeta^2 + 1/4}} \left[1 - \left\{ \frac{1/2 + \beta}{\sqrt{\zeta^2 + (1/2 + \beta)^2}} + \frac{1/2 - \beta}{\sqrt{\zeta^2 + (1/2 - \beta)^2}} \right\} \sqrt{\zeta^2 + 1/4} \right] \quad (3.37)$$

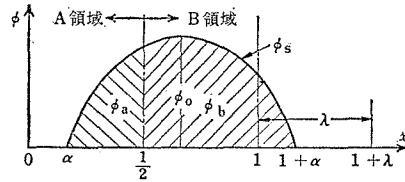
上式から、その補償巻線密度 n_c は次の式となる。

$$n_c(\beta) = 2n_1 \left[1 - \left\{ \frac{1/2 + \beta}{\sqrt{\xi^2 + (1/2 - \beta)^2}} + \frac{1/2 - \beta}{\sqrt{\xi^2 + (1/2 - \beta)^2}} \right\} \sqrt{\xi^2 + 1/4} \right] \quad (3.38)$$

< 5・2 > 非対称巻線法 測定対象によつて左右いずれか一方の偏角を測定したいときには、非対称形の角度トランスジューサが考えられる。この巻線配置は第3.14図に



第3・14図 非対称形の巻線配置



第3・15図 非対称巻線形の磁束移行

示したように、非対称巻線 (N_a [回]) が角度 θ_a にわたつて余分に施されたものである。

いま $\lambda = \theta_a/\theta_c$, $\gamma = 1$, $\xi = 0$ とし、コア上の磁束分布を正弦状と仮定したときの出力電圧は次の手順で導かれる (第3.15図参照)。

$$\dot{\phi}_a = \frac{N_2}{\gamma/2 - \xi} \int_{\alpha}^{1/2} \phi_s(x) dx, \quad 0 \leq \alpha \leq 1/2 \quad (3.39)$$

$$\dot{\phi}_b = \frac{N_2}{\gamma/2 - \xi} \int_{1/2}^1 \phi_s(x) dx + \frac{N_a}{\lambda} \int_1^{1+\alpha} \phi_s(x) dx, \quad 0 \leq \alpha \leq \lambda \quad (3.40)$$

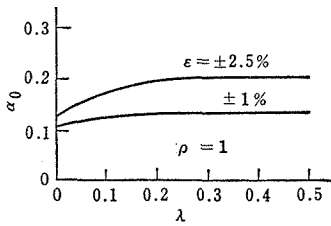
$$\dot{\phi}_b' = \frac{N_2}{\gamma/2 - \xi} \int_{1/2}^1 \phi_s(x) dx + \frac{N_a}{\lambda} \int_1^{1+\alpha} \phi_s(x) dx, \quad \lambda \leq \alpha \leq 1/2 \quad (3.41)$$

$$V_2 = \omega (\dot{\phi}_b - \dot{\phi}_a) = \frac{\omega N_2 \phi_0}{\pi (\gamma/2 - \xi)} \left[2 \cos \pi (1/2 - \alpha) - \cos \pi (1 - \alpha) - 1 + \rho \frac{\gamma/2 - \xi}{\lambda} \left\{ \cos \pi (1 - \alpha) + 1 \right\} \right], \quad 0 \leq \alpha \leq \lambda \quad (3.42)$$

$$V_2 = \omega (\dot{\phi}_b' - \dot{\phi}_a) = \frac{\omega N_2 \phi_0}{\pi (\gamma/2 - \xi)} \left[2 \cos \pi (1/2 - \alpha) - \cos \pi (1 + \alpha) - 1 + \rho \frac{\gamma/2 - \xi}{\lambda} \left\{ \cos \pi (1 - \alpha) - \cos \pi (1 - \lambda - \alpha) \right\} \right], \quad \lambda \leq \alpha \leq 1/2 \quad (3.42)$$

ここに、 $\rho = N_a/N_2$

$\rho = 1$ の場合の λ ($= \theta_a/\theta_m$) と V_2 の直線範囲 α_0 の関係の数値計算した結果を第3.16図に示した。図から $\lambda = 0 \sim 0.2$ の変化では α_0 は $\varepsilon = \pm 1, \pm 2.5$ [%] の2曲



第3・16図 λ による α_0 の改善

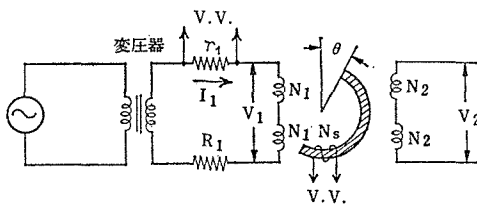
ことになる。

線ともほぼ比例的に増加するが、 $\lambda = 0.2$ 以上になると α_0 は一定値に落ち着くことがわかる。

したがって $\lambda = 0.2$ ($\theta_a = 36^\circ$) の領域に $N_a = N_2$ [回] の非対称巻線をほどこすことにより、 $\epsilon = \pm 1$ [%] で 24° まで直線性を拡大することができる。これは非対称巻線のないときに比べて θ_0 は 26 [%] 拡大された

6. 実験による検討

< 6・1 > 測定回路 磁束分布および変換特性は第3. 17図で示す回路で測定された

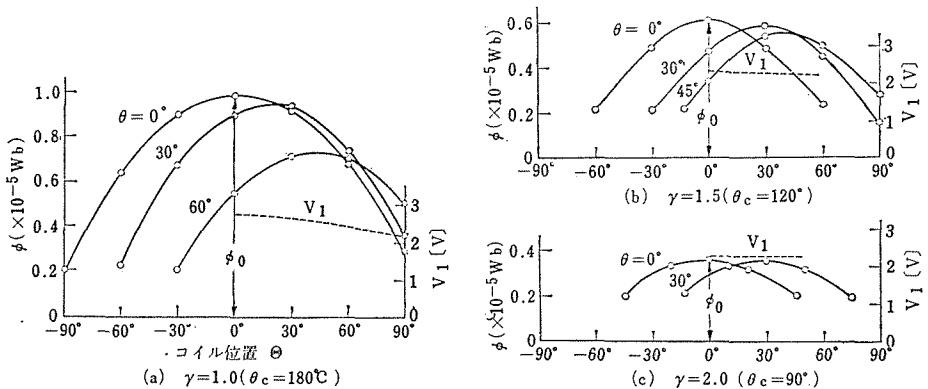


第3・17図 測定回路

一次回路における抵抗 R_1 は一次巻線抵抗、 r_1 は一次電流測定用の標準抵抗 ($0.01[\Omega]$) である。トランスジューサのコアは半環状であるため、通常の励磁状態では磁化力正弦波の条件を満足させ、かつさぐりコイルの誘起電圧もほぼ正弦状となる。さぐりコイルの誘

起電圧は、周波数特性がよく、かつ高入力インピーダンスをもつ増巾検波形真空管電圧計 (V. V.) で測定し、次の式から磁束に換算される。

$$\phi = \frac{1}{N_s} \int_0^{T/2} e_s dt = \frac{E_s T}{4.44 N_s} \quad (3.44)$$



第3・18図 角変位による磁束分布

ここに、 N_s ：さぐりコイルの巻回数、 E_s ：さぐりコイル誘起電圧（実効値）、
 T ：励磁周波数の周期

<6・2> 磁束分布 コア上の磁束分布は、さぐりコイルをコアに角度 30° ごとに施して測定した。第3.18図には、横軸に一次巻線が施されてあるコイルの位置を角度 θ で表示し、縦軸にコア上の磁束および一次電圧 V_1 をコアの角変位 θ を変数として示した。(a)図は $\gamma = 1$ の場合であり、 θ の変化にともなつて磁束分布はその対称性を失うとともに、磁束最大値 ϕ_0 も逐次減少していく。しかし γ 値が増大すると、(b)、(c)図からわかるように非対称性は弱まり $\gamma = 2$ では対称性が崩れないばかりか、 ϕ_0 も θ に関係なく一定となる。いずれの実験も $I_1 = 0.7$ [A]とし、使用したコイルとコアの寸法を第3.1表にまとめた

第3・1表 軟鉄形の寸法

名 称	記 号	寸 法
コア直径	d	9 mm
コア角度	θ_c	90, 100, 120, 150, 180°
一次巻線	$N_1 \times 2$	190回 \times 2, 0.35 ϕ
二次巻線	$N_2 \times 2$	183回 \times 2, 0.35 ϕ
コイル断面直径	$2a$	18mm
コイル平均半径	b	32.5mm
一次巻線抵抗	R_1	2.6 Ω

<6・3> 直線範囲と一定範囲 第3.1表のトランスジューサ ($\xi = 0.01$) を用い、 γ 値を 1.0, 1.2, 1.5, 1.8 および 2.0 に選び、実験から得られた V_2 の直線範囲 α_0 を V_{2ex} として第3.8図に併記した。 α_0 の実験値はさきに計算した V_{2p} , V_{2s} のそれとよい近似を示している。

同一の実験条件で一次インダクタンスの γ に依存する一定範囲 α_0' の変化を第3.11図に L_{1ex} として示した。計算値と比較すれば、 L_{1s} よりも L_{1p} へ近似している。このことはコアが軟鉄のときは磁束分布が放物線状に相似していることを意味している。

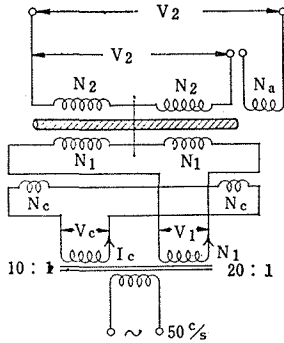
α_0 , α_0' とともに計算値と若干の差異が生ずる理由は、第3.18図から明らかのように、実際の磁束分布は角変位による非対称と ϕ_0 の減少があり、さらに一定磁束の上に放物線状の磁束分布が形成されている点にある。

<6・4> 直線性の補償 $\gamma = 1$ とすれば、 θ の広い範囲において L_1 を一定にすることは困難である。ここでは L_1 の一定範囲を多少犠牲にして V_2 の直線性を拡大するための補償法についての実験結果を述べる。この実験では、飽和磁束密度が軟鉄より高いけい素鋼コアを用いた。その寸法は第3.2表に収めてある。補償巻線と非対称巻線をもつトランスジューサの実験回路を第3.19図に直線化して示した。

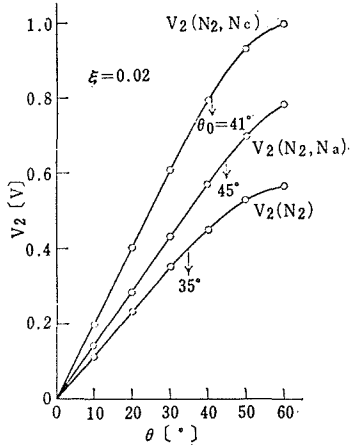
(i) 磁界補償法 補償巻線密度 n_c は、さきに導いた (3.38) 式に基づき、実験的には第3.20図の分布にした。磁界補償のある場合とない場合の変換特性の比較を第3.21図に示す。補償のある出力電圧 V_2 (N_2 , N_c) は $\theta_0 = 41^\circ$ であり、補償がない場合の

第3・2表 けい素鋼形の寸法

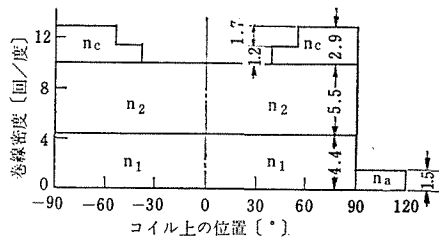
名 称	記 号	寸 法
コア直径	d	17mm (等価)
コア角度	θ_c	180°
一次巻線	$N_1 \times 2$	395回×2, 0.4φ
二次巻線	$N_2 \times 2$	494回×2, 0.4φ
補償巻線	$N_c \times 2$	138回×2, 0.4φ
コイル断面直径	$2a$	30mm
コイル平均半径	b	32.5mm
非対称巻線	N_a	128回, 0.4φ
一次巻線抵抗	R_1	14Ω



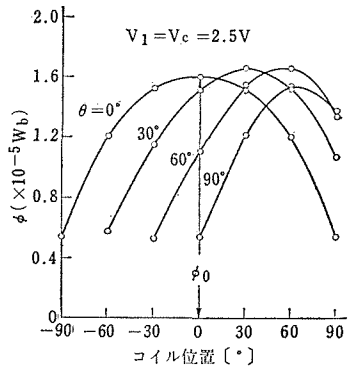
第3・19図 補償形と非対称形の実験回路



第3・21図 補償、非対称巻線の効果



第3・20図 各巻線の密度分布



第3・22図 磁束分布におよぼす補償磁界の効果($\gamma = 1$ の場合)

$V_2(N_2)$ に比べて θ_0 は 17[%] 拡大された ($\epsilon = \pm 1\%$)。第3.22図にコア上の磁束分布に及ぼす巻線 N_c による補償磁界の効果を示した。補償磁界のない第3.18図 (a)

と比較して、磁束分布の対称性はさほど失われず、角変位 θ による磁束最大値 ϕ_0 もほぼ一定値にあることがわかる。

(ii) 巻線非対称法 非対称巻線 N_a の直線性に与える影響を $V_2(N_2, N_a)$ として第3.21図に併記した。それによると V_2 の直線範囲は 45° であり、直線範囲は補償磁界がないときに対して 29 [%], 補償磁界があるときに対して 23 [%] 改善された。この実験では、コアの電氣的零点は非対称巻線のないときから 5° ずれた。

7. あとがき

角度の計測を目的とした相互誘導形角度トランスジューサの基礎的な資料をうるため、コア上の磁束分布をモデル化した方法によつて出力電圧の直線性と一次インダクタンスの一定性を考察した。その理論的検討と実験結果をまとめると次のようになる。

1) コア上の磁束分布を放物線状または正弦状に仮定すると、出力電圧の直線範囲と一次インダクタンスの一定範囲についての計算値は実験値とよく近似する。

2) 実用上は簡易化計算として、正弦状磁束分布の仮定でじゆうぶん近似しうる。

3) 直線性および一定性を改善 (拡大) するためには、コア上に長方形の磁束分布が生成するように、巻線構造とコア構造、材質を選定するのがよい。

4) 磁束分布をモデル化したこの解析法は、差動トランスの設計にも適用できる可能性がある。

この種のトランスジューサの特性を議論する上で、重要な尺度になるものとして周波数特性がある。以上の解析では励磁周波数をすべて 50 [c/s] として行なわれた。この問題については、次に述べる第IV篇で考察する。

IV. 変換特性の解析

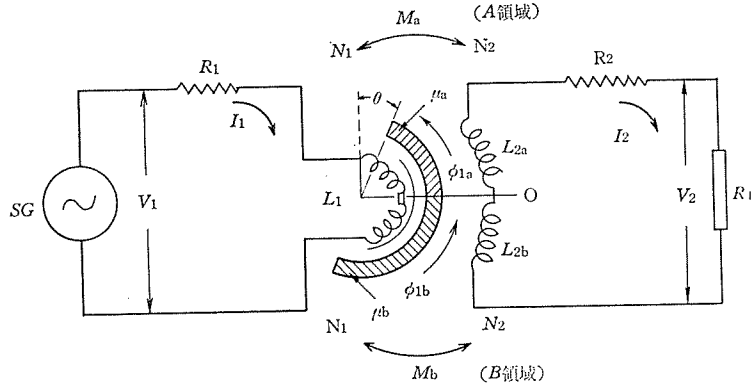
1. ま え が き

相互誘導形角度トランスジューサは、角変位によつて電磁誘導の結合度を変化させ、それに対応した出力信号を発生するものである。このトランスジューサは、適当な励磁周波数では、広い測定範囲とすぐれた分解能をもつ特長がある。すなわち直線性 ± 1 [%] で $\pm 50^\circ$ までの角変位測定ができ、零点付近では角変位 $1'$ の検出が可能である。

本篇では前篇に述べたトランスジューサの基礎的な資料をもとにして出力電圧の理論式を導き周波数特性を検討した。感度と変換効率を規定し、それらによつて巻線構造とコア材質の異なるトランスジューサの性能の良否を判定した。さらに変換特性におよぼす諸因子の影響についても吟味した。

2. 出力電圧の理論式

<2・1> 二次電圧の基本式 第4.1図にトランスジューサの回路を示した。いまコイルの幾何学的中心 O を原点として、図中の上側を A 領域、下側を B 領域とする。コア



SG : 信号発生器, R_1, R_2 : 一次, 二次巻線抵抗, R_L : 負荷抵抗

第4・1図 トランスジューサの回路図

に角変位 θ が与えられたとき, 一次, 二次インダクタンス (L_1, L_2) および相互インダクタンス (M_a, M_b) を原点 O から2分して考えることにする。

一次電流 I_1 によつて A, B 各領域に生ずる磁束 ϕ_{1a}, ϕ_{1b} は空気磁路の影響を無視すれば, つぎのようになる。

$$\phi_{1a} = \frac{N_1 I_1 A \mu_0}{\theta_m b / 2} \mu_a, \quad \phi_{1b} = \frac{N_1 I_1 A \mu_0}{\theta_m b / 2} \mu_b \quad (4.1)$$

ここに, A : コア断面積, b : コアの平均半径, μ_0 : 真空の透磁率, μ_a, μ_b : A, B 各領域でのコアの実効比透磁率 (ともに θ の関数)

I_1 による合成磁束 ϕ_1 は

$$\phi_1 = \phi_{1a} + \phi_{1b} = \frac{4N_1 I_1 A \mu_0}{\theta_m b} \mu_s \quad (4.2)$$

ここに, $\mu_s = (\mu_a + \mu_b) / 2$

L_1, L_2 および M_a, M_b はそれぞれつぎの式で与えられる。

$$L_1 = \frac{N_1 \phi_1}{I_1} = \frac{4N_1^2 A \mu_0}{\theta_m b} \mu_s = \frac{2N_1^2 A \mu_0}{\theta_m b} (\mu_a + \mu_b) \quad (4.3)$$

$$L_2 = \frac{4N_2^2 A \mu_0}{\theta_m b} \mu_s = \frac{2N_2^2 A \mu_0}{\theta_m b} (\mu_a + \mu_b) \quad (4.4)$$

$$M_a = \frac{N_2 \phi_{1a}}{I_1} = \frac{2N_1 N_2 A \mu_0}{\theta_m b} \mu_a \quad (4.5)$$

$$M_b = \frac{N_2 \phi_{1b}}{I_1} = \frac{2N_1 N_2 A \mu_0}{\theta_m b} \mu_b \quad (4.6)$$

一般に有限空心ソレノイドのインダクタンスの計算では、長岡係数を乗じて補正する。しかし、鉄心入りコイルの場合は、補正係数が明らかでないため (4.3)~(4.6) 式では、空気磁路の影響を無視して、コアの透磁率 μ_a , μ_b および μ_s にその補正の意味を含ませている。

M_a と M_b は互いに逆向きであるから、一次と二次巻線間は、角変位 θ に対応してつぎの相互インダクタンス M_θ で結合している。

$$M_\theta = M_b - M_a = \frac{2N_1 N_2 A \mu_0}{\theta_m b} (\mu_b - \mu_a) \quad (4.7)$$

したがって、トランスジェーサの結合係数 k はつぎの式で考えられる。

$$k = \frac{M_\theta}{\sqrt{L_1 L_2}} = \frac{\mu_b - \mu_a}{\mu_b + \mu_a} = \frac{1 - u}{1 + u} \quad (4.8)$$

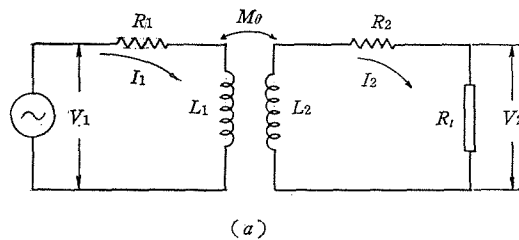
ここに、 $u = \mu_a/\mu_b$

通常の変圧器とこのトランスジェーサとは、この誘導結合の仕方に大きな相違があり、前者の $k \simeq 1$ に対して後者では θ の関数として $0 \leq k \leq 1$ の値をとる。ある角変位 θ_0 まで結合係数 k が直線的に変化するものとし、 θ_0 での A, B 各領域の実効比透磁率を μ_{a0}, μ_{b0} , $u_0 = \mu_{a0}/\mu_{b0}$ とすれば

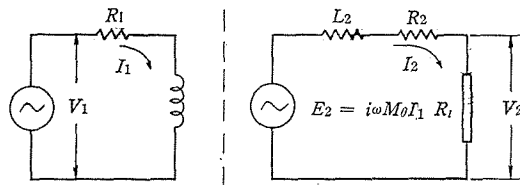
$$k = \frac{1 - u_0}{1 + u_0} \cdot \frac{\theta}{\theta_0} = k_0 \frac{\theta}{\theta_0} \quad (4.9)$$

となり、 k は θ に比例して変化することになる。ここに $k_0 = (1 - u_0)/(1 + u_0)$ である。

第4.1図の回路で、鉄損と分布容量を無視すれば、第4.2図 (a) に等価変換できる。



(a)



(b)

第4・2図 等価回路

第4.2図 (a) では、二次インピーダンスがきわめて大きく

$$|R_2 + R_e + j\omega(L_2 - M_0)| \gg |j\omega M_0| \quad (4.10)$$

の条件を満足するから、第4.2図 (b) に変換できる。この等価回路から無負荷時の二次誘起電圧 E_2 は

$$\dot{E}_2 = j\omega M_0 \dot{I}_1 = \frac{j\omega M_0 V_1}{R_1 + j\omega L_1} \quad (4.11)$$

ここに、 $Q_1 = \omega L_1/R_1$ 、 $n = N_2/N_1$ とおき、(4.7)、(4.9) を用いて (4.11) を整理すれば

$$\dot{E}_2 = nk_0 \frac{jQ_1}{1 + jQ_1} \cdot V_1 \frac{\theta}{\theta_0} \quad (4.12)$$

$$E_2 = nk_0 \frac{Q_1}{\sqrt{1 + Q_1^2}} V_1 \frac{\theta}{\theta_0} \quad (4.13)$$

$$\varphi = \tan^{-1} 1/Q_1 \quad (4.14)$$

ここに φ は V_1 と E_2 の位相角である。

二次側に負荷 R_l があるときの二次出力電圧 V_2 は、同様な手順で次の式となる。

$$\begin{aligned} V_2 &= R_l \dot{I}_2 = R_l \frac{j\omega M_0 \dot{I}_1}{R_l + R_2 + j\omega L_2} \\ &= nk_0 \frac{jQ_1}{1 + jQ_1} \cdot \frac{\tau}{(1 + \tau) + jQ_2} V_1 \frac{\theta}{\theta_0} \end{aligned} \quad (4.15)$$

ここに、 $Q_2 = \omega L_0/R_2$ 、 $\tau = R_l/R_2$ である。二次出力電圧の絶対値と位相角 φ は

$$V_2 = nk_0 \frac{Q_1}{\sqrt{1 + Q_1^2}} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{(1 + \tau)^2 + Q_2^2}} V_1 \frac{\theta}{\theta_0} \quad (4.16)$$

$$\varphi = \tan^{-1} 1/Q_1 - \tan^{-1} Q_2/(1 + \tau) \quad (4.17)$$

上に導いた (4.13)、(4.16) 両式は、トランスジューサの直線範囲 ($\theta = 0 \sim \theta_0$) における角変位 θ と二次電圧 E_2 、 V_2 の関係を示した基本式である。 Q_1 、 Q_2 の中にはそれぞれ μ_s が含まれているが、直線範囲で $\mu_s = \text{const.}$ とみなせば、コイル定数 (N_1 、 N_2) とコア定数 (b 、 μ_s 、 A 、 θ_c) および θ_0 における結合係数 k_0 の値がわかると、ただちに二次電圧を求めることができる。

<2・2> 実効比透磁率 μ_s 、 Q_1 、 Q_2 を書き代えれば、次のようになる。

$$Q_1 = \frac{\omega L_1}{R_1} = \frac{4\omega N_1^2 A \mu_0 \mu_s}{\theta_m b R_1} \quad (4.18)$$

$$Q_2 = \frac{\omega L_2}{R_2} = \frac{4 \omega N_2^2 A \mu_0 \mu_s}{\theta_m b R_2} \quad (4.19)$$

トランスジェーサに用いられるコアは、半環状または円弧状であり、開磁路を形成しているからコアには反磁界が存在する。このため同一材質のコアでも μ_s の値は、コアの寸法比 m (= 長さ/直径)、励磁磁界 H と角変位 θ によつて変化する。直線範囲では μ_s は θ に関係なく一定であるから、 μ_s は前二者の関数として

$$\mu_s = \mu_s(m, H) \quad (4.20)$$

で表わされる。コアの磁束分布は一様でなく、位置によつて異なるから、コアの平均化した磁束密度を \bar{B} とすれば

$$\bar{B} = \frac{1}{\theta_m} \int_0^{\theta_m} B d\theta \quad (4.21)$$

となり、 H と \bar{B} にはつぎの関係がある。

$$\bar{B} = p H^q \quad (4.22)$$

ここに、 p と q はコアの材質と寸法比によつてきまる定数である。したがつて μ_s は

$$\mu_0 \mu_s = \bar{B}/H = p H^{q-1} \quad (4.23)$$

さきの Q_1 , Q_2 の値を (4.23) を用いて整理すれば、次の2式となる。

$$Q_1 = \frac{4 \omega N_1^2 A}{\theta_m b R_1} p H^{q-1} \quad (4.24)$$

$$Q_2 = \frac{4 \omega N_2^2 A}{\theta_m b R_2} p H^{q-1} \quad (4.25)$$

二次電圧 E_2 、または V_2 をきめるパラメータである Q_1 , Q_2 は、コイルの構造寸法とコアの寸法比、材質に依存する p , q 値と励磁周波数 f 、励磁磁界 H によつてきまる。

<2・3> 感度と変換効率 差動トランスの感度については、すでにいくつかの定数が示されている。²³⁾ 本篇では、単位量の角変位に対して絶対値としての出力電圧、または出力電圧がいくらあるかに実用上の意義があると考え、“単位量の角変位に対する二次電圧の変化分”を感度と定義する。なお指示計の場合は電圧で、記録・制御用のときはとり出し得る電力で定義したほうがよいが、ここでは説明の便宜上前者をとり扱うことにする。

無負荷時および負荷時の基本式 (4.13), (4.16) から感度 S はそれぞれ次の2式となる。

$$S = \frac{E_2}{\theta} = n k_0 \frac{Q_1}{\sqrt{1 + Q_1^2}} \cdot \frac{V_1}{\theta_0} \quad (4.26)$$

$$S = \frac{V_2}{\theta} = n k_0 \frac{Q_1}{\sqrt{1 + Q_1^2}} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{(1 + \tau)^2 + Q_2^2}} \cdot \frac{V_1}{\theta_0} \quad (4.27)$$

無負荷時の感度を上げるためには、 k_0 、 θ_0 はトランスジューサの定数とみなせるから、 $Q_1/\sqrt{1 + Q_1^2}$ は周波数 f が小さい範囲 ($Q_1^2 \ll 1$) では Q_1 となり、 f が大きくなるにしたがい 1 に近づく。したがって n と V_1 を大きくし、 f をコーナ周波数以上に選定する必要がある。

負荷時の感度は、無負荷のものに $\tau/\sqrt{(1 + \tau)^2 + Q_2^2}$ を乗じた形であるから、 n と V_1 を大きくする以外にこの項の影響を吟味すればよい。この項は $\tau = R_1/R_2$ がじゆうぶんに大きいときは 1 に近づく、 τ が小さく f が高い範囲では、1 よりもかなり小さくなり R_1 を小さくすることは感度の減少を招くことになる。

感度はトランスジューサの性能の良否を必ずしも的確に表現したものではない。コア材質や巻数比などが異なる 2 種類以上のトランスジューサの性能を比較しようとするとき感度のみでは不十分である。それを補う意味でトランスジューサに対する性能の表現量として、無負荷時および負荷時の変換効率 η を次のように決めておく。

$$\eta = \frac{E_2}{V_1} \cdot \frac{1}{n} = k_0 \frac{Q_1}{\sqrt{1 + Q_1^2}} \cdot \frac{\theta}{\theta_0} \quad (4.28)$$

$$\eta = \frac{V_2}{V_1} \cdot \frac{1}{n} = k_0 \frac{Q_1}{\sqrt{1 + Q_1^2}} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{(1 + \tau)^2 + Q_2^2}} \cdot \frac{\theta}{\theta_0} \quad (4.29)$$

変換効率は、巻数比 n に関係なく Q 値によつてきまる。したがって異種類のトランスジューサを所定の周波数で比較するとき有効である。

3. 測定結果

<3・1> u 値の測定 一般に環状コアの磁化特性の測定では、測定回路の条件で特性がいちじるしく変化するので、通常磁化力正弦波か、または磁束正弦波かいずれか一方の極端な条件で測定されている。²⁷⁾しかし半環状コアでは、励磁磁界の広い範囲で磁気飽和が生じにくいいため、磁化力・磁束正弦波の両条件をほぼ同時に満足させて測定することができる。またコアが環状のとき、一次巻線（励磁用）の巻回数や巻き方によつて磁化特性が相当異なるが、²⁸⁾本測定ではこれらの影響をほとんど無視し得る。

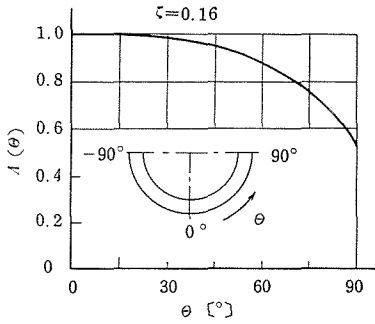
コイルが半環状 ($\theta_m = 180^\circ$) のとき、一次巻線 ($2N_2$ [回]) に流れる電流 I_1 (実効値) によるコイルの位置 θ での磁界 H (θ) は

$$H(\theta) = 2\sqrt{2} A(\theta) N_1 I_1 / \theta_m b \quad [\text{AT/m}] \quad (4.30)$$

ここに $A(\theta)$ は半環状コイルについての磁界の補正係数でつぎの式になる。²¹⁾

$$A(\theta) = \left\{ \frac{1/2 + \beta}{\sqrt{\zeta^2 + (1/2 + \beta)^2}} + \frac{1/2 - \beta}{\sqrt{\zeta^2 + (1/2 - \beta)^2}} \right\} \quad (4.31)$$

ここに、 $\beta = \theta/\theta_m$ (θ はコイル軸上の角度目盛、 $-1/2 \leq \beta \leq 1/2$), $\zeta = a/\theta_m b$ (a はコイル断面の平均半径)



$\zeta = 0.16$
 $a = 1.64, b = 3.25, \theta_m = \pi$

第4・3図 半環状コイルの磁界補正係数 $A(\theta)$

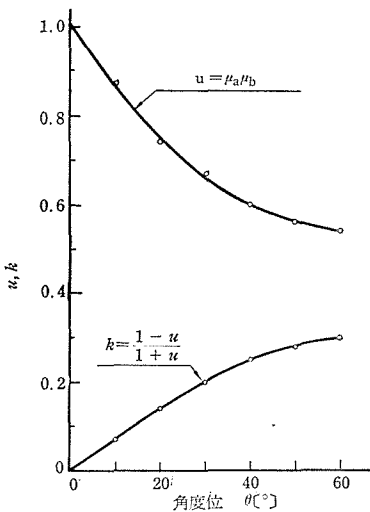
$\zeta = 0.16$ ($a = 16.4\text{mm}, b = 32.5\text{mm}$) のときの θ に依存する $A(\theta)$ を第4.3図に示した。図は左右対称な曲線の右半分であり、末端の磁界は中央のとくらべて約1/2となる。

コイル位置 θ における磁束密度 $B(\theta)$ は、空気磁路を無視して、コア軸上の適当な間隔ごとにほどこした巻回数 $N_s = 5$ [回] のさぐりコイルから高感度磁束計で測定した。 $B(\theta)$ はさぐりコイルの誘起電圧 E_s (実効値) から

$$B(\theta) = \frac{1}{N_s A} \int_0^{T/2} e_s dt = \frac{E_s}{4.44 f N_s A} \quad [\text{Wb/m}^2] \quad (4.32)$$

となる。平衡状態にあるコアに角変位 θ が与えられたとき、 A, B 各領域での実効比透磁率 μ_a, μ_b はつぎの2式となる。

$$\mu_a = \frac{1}{\mu_0 (\theta_m/2 - \theta)} \int_{\theta}^{\theta_m/2} \frac{B(\theta)}{H(\theta)} d\theta \quad (4.33)$$



第4・4図 結合係数 k の角度位 θ への依存性

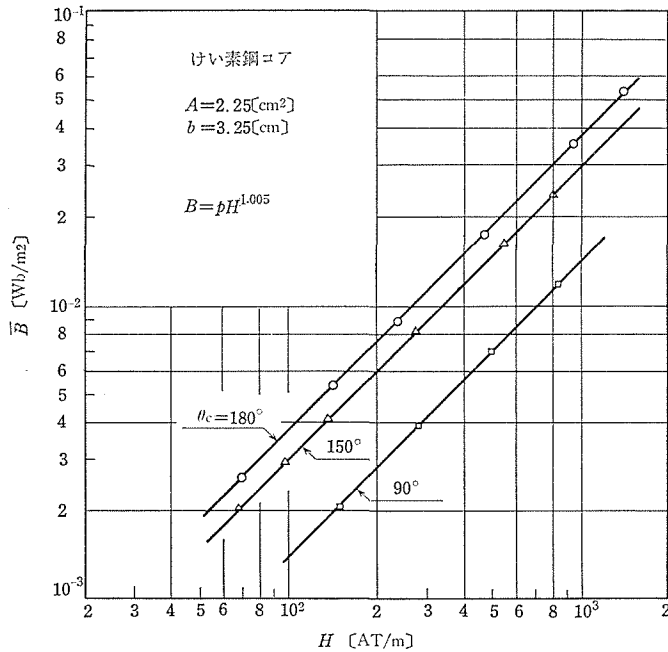
$$\mu_b = \frac{1}{\mu_0 \theta_m/2} \int_0^{\theta_m/2} \frac{B(\theta)}{H(\theta)} d\theta \quad (4.34)$$

外径 80, 内径50, 高さ15, 厚み0.3[mm] のけい素鋼ストリップの環状巻鉄心を2分した $\theta_c = 180^\circ$ のコア角変位 θ に依存する $u = \mu_a/\mu_b$ の測定結果と、それをもとに計算した結合係数 $k = (1 - u)/(1 + u)$ の値を第4.4図に示した。 k の値は、励磁周波数を50, 400 [1/s] および1 [kc] と変化させてもほぼ同一値を示し、図から $\theta = 20^\circ$ ($k = 0.14$) まで直線性がある。

<3・2> μ_s と寸法比の関係 コア角度 θ_c と寸法比 m との関係は、コア断面が円形でないとき、等価的に次の (4.35) とおける。

$$m = \frac{\pi b}{360} \sqrt{\frac{\pi}{A}} \theta_c \quad (4.35)$$

前節と同一成分のけい素鋼コアを角度 30° ごと 180° まで 6 種類に切断して寸法比を変え、 θ_c すなわち寸法比 m をパラメータとした $\bar{B} - H$ の測定結果を第 4.5 図に示し



第 4.5 図 円弧状コアの $B - H$ 曲線

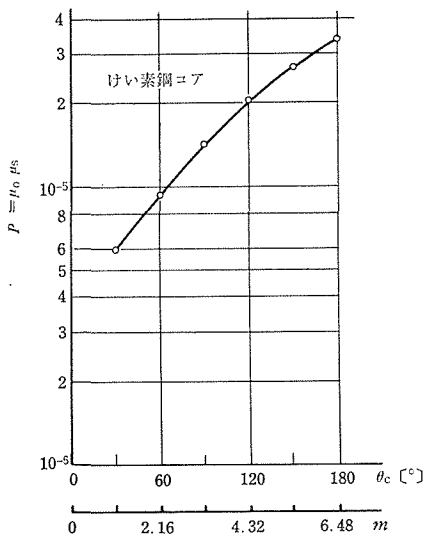
た。全試料に対する測定結果から (4.22) 式中の q 値は m に関係なく $q = 1.005$ となる。また p 値は、 m の関係として変化し、その依存性は第 4.6 図のようになる。励磁周波数

50 c/s ~ 1 kc の範囲において p 値は、 m のみに依存して周波数に関係なくなる。たがって (4.23) の μ_s は次式で近似でしきる。

$$\mu_0 \mu_s = p H^{1.005-1} \approx p \quad (4.36)$$

< 3.3 > 周波数特性 トランスジューサの周波数特性を論ずる場合、さきの二次電圧の基本式 (4.11) と (4.15) 両式から一次電圧 V_1 と一次電流 I_1 のいずれを基準にするかで感度その他が異ってくる。ここでは V_1 のみを基準にした場合について考える。

第 4.1 表左欄の諸量をもつけい素鋼形トランスジューサについて励磁周波数に対する感度の実験値 (点線) と計算値 (実



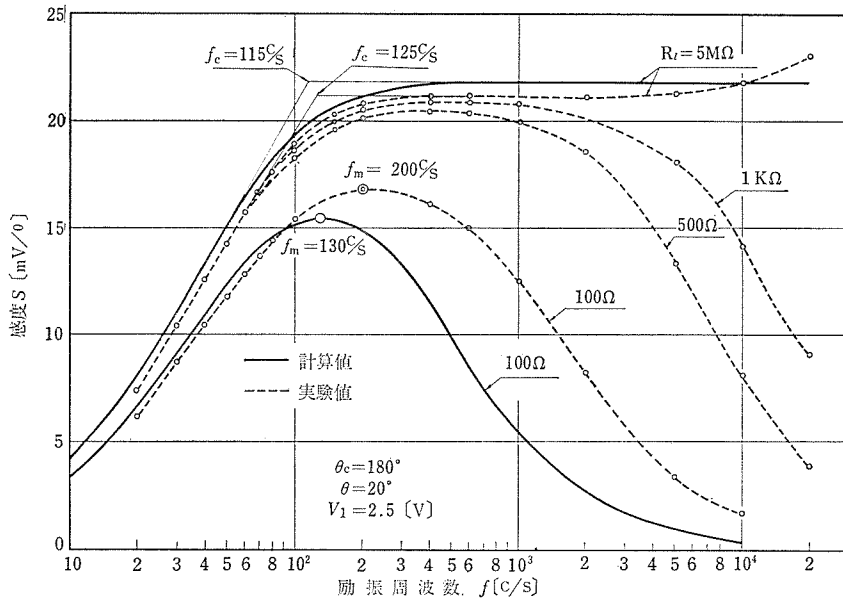
第 4.6 図 p 値と寸法比 m の関係

第4・1表 トランスジューサの諸量

	けい素鋼形	軟鉄形
N_1 [回]	395, 0.4 ϕ	350, 0.35 ϕ
N_2 [回]	494, 0.4 ϕ	1050, 0.35 ϕ
n (N_2/N_1)	1.25	3.0
R_1 [Ω]	15.3	11.0
R_2 [Ω]	22.2	42.9
b [cm]	3.25	3.5
A [cm ²]	2.25 (方形)	1.44 (円形)
m	6.48	9.16
μ_{max}^*	3.9×10^4	1.27×10^3

* μ_{max} : 最大透磁率

線)の比較を第4.7図に示した。



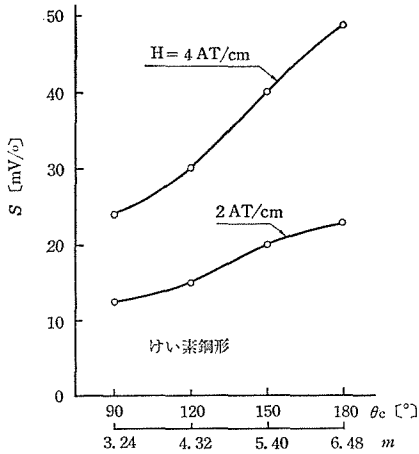
第4・7図 周波数特性(けい素鋼形)

実験は $V_1 = 1.5$ [V] 一定とし、 180° コアに角変位 20° を与えた状態で行った。

感度 S の計算には(4.27)式を用い巻数比 $n = 1.25$, $k_0 = 0.14$ (第4.4図から $\theta_0 = 20^\circ$ として), $p = 3.4 \times 10^{-5}$ (第4.6図, $m = 6.48$ から) によつて算出した。

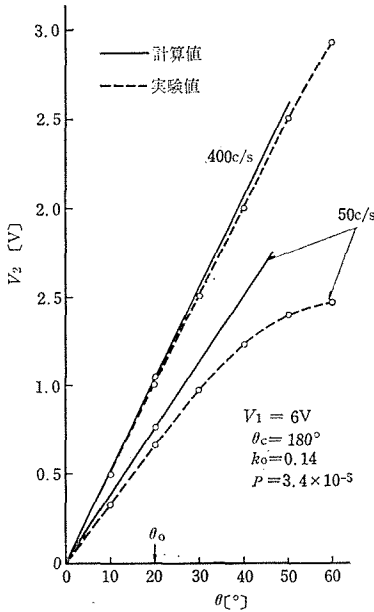
実験値と計算値は、ほぼよい一致の傾向を示し、 $R_l = 5$ [M Ω] のときのコーナ周波数 f_c は、実験値の 125 [c/s] に対して 115 [c/s] (計算値) である。(4.27) から明らかなように負荷抵抗 R_l を小さくすると感度は減少するが、 $R_l = 100$ [Ω] のときに感度が最大になる励磁周波数 f_m (臨界周波数) は、実験値の 200 [c/s] に対して計算値の 130 [c/s] となる。

<3・4> 出力電圧特性 トランスジューサの出力電圧特性を調べる前に感度 S と



第4・8図 感度 S と寸法比 m の関係

S が低くなることを意味している。本トランスジューサは差動トランスと異なり $\theta_c \leq 180^\circ$ の制約があるため、 m を無制限に大きくできない。感度に対する最適寸法比は簡単に求められないが、ほぼ 6 ~ 10 の範囲が適当であろう。



第4・9図 出力電圧特性

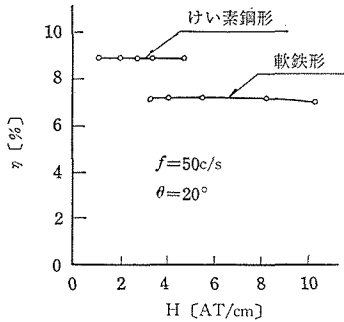
述べた変換効率 η を用いて容易に行うことができる。まず実験から 2 トランスジューサについて感度を比較すると、励磁周波数 50 [c/s] でけい素鋼形の 14 [mV/°] に対して軟鉄形は 24.5 [mV/°] と約 2 倍近く大きい。これは軟鉄形のほうがけい素鋼形に比べて n および m がともに大きいこと (第4.1表) から首肯できることである。しかし両

寸法比 m の関係を明らかにする必要がある。第4.1表のけい素鋼形トランスジューサのコイルとコアの断面積を一定とし、 $m = 3.24 \sim 6.48$ ($\theta_c = 90^\circ \sim 180^\circ$ に対応) の範囲でコアの長さを変化させるときの m に依存する感度特性を第4.8図に示した。

$H = 2, 4$ [AT/cm] (50°/s) の各場合から、励磁アンペア・ターンが同一であつても m の増大にともない感度 S は向上することは第4.6図からわかるように、 m が小さくなるにしたがい反磁界が大きくなり、すなわち p 値が減少し、 S

第4.9図にけい素鋼形トランスジューサ (第4.1表) の励磁周波数 50, 400 [c/s] のときの出力電圧特性を示した。実験では一次電圧 $V_1 = 6$ [V] 一定とし、 $R_l = 5$ [MΩ], 180° コアを用いて行い、実験値を点線でプロットした。計算にあたり結合係数 k は第4.4図から θ の関係として取り扱うべきであるが、角変位 20° まで直線性があることから、 $\theta_0 = 20^\circ$, $k_0 = 0.14$ として算出し実線で示した。 $R_l = 5$ [MΩ] ときわめて大きい ($\tau = 2.25 \times 10^5$), V_2 の基本式 (4.16) 中の Q_2 に関する項は f に関係なく 1 となり、また Q_1 の項は 50 c/s では 0.695, コーナ周波数 125 c/s よりも大きい 400 c/s では 0.994 となる。

巻数比、コア寸法および材質が第4.1表のように異なるけい素鋼形と軟鉄形のトランスジューサの性能の比較は、 $\langle 2 \cdot 3 \rangle$ で

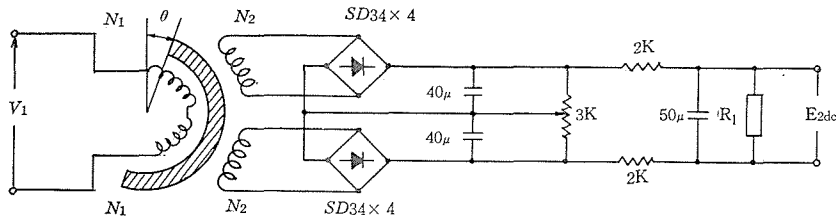


第4・10図 2トランスジューサの
変換効率 η の比較

者に対して変換効率 η を求めてみると、第4, 10図に示したように 1.6 [%] ほどけい素鋼形が高い。これからわかるように、けい素鋼形トランスジューサの巻数比 n と寸法比 m を軟鉄形なみにすれば、より高感度なトランスジューサが作り得ることが考えられる。このように変換効率 η はトランスジューサの性能を判定する上で重要な意味を与えることがわかる。

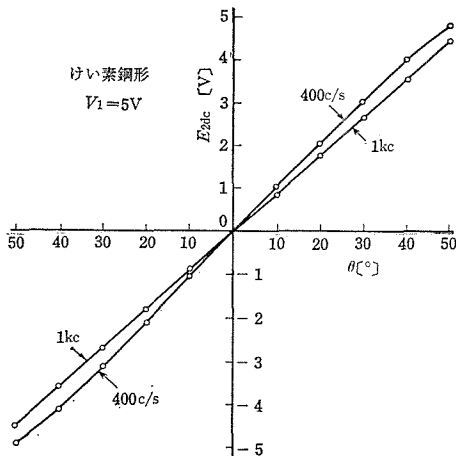
4. 特性におよぼす諸因子の吟味

< 4・1 > 直流出力特性 交流出力時には巻線構造、コア材質の非対称性による残り電圧が発生し、これを完全に消去することは製作上なかなか困難である。しかし出力側に第4. 11図の整流回路を付加することにより、残り電圧が消去されるだけでなく、零



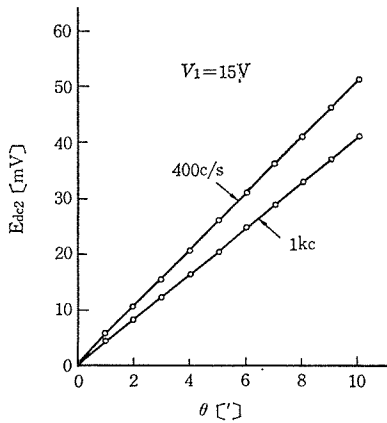
第4・11図 直流出力変換回路

点付近の直線性が改善される。前章における変換効率の比較からけい素鋼形の性能がすぐれていることがわかったので、新たに $N_1 = 370$ [回], $N_2 = 980$ [回] ($n = 2.65$)



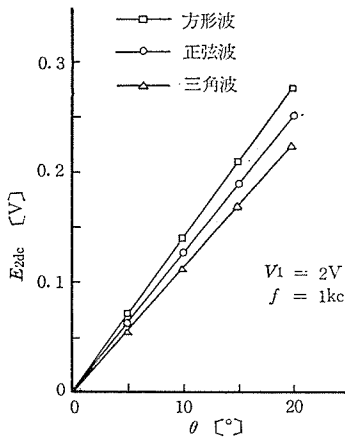
第4・12図 直流出力特性

のコイルを作り、コアは前述のけい素鋼 (180°) を用いたトランスジューサの直流出力特性を第4. 12図に示した。 $V_1 = 15$ [V], $f = 400$ [c/s] では $\theta = 40^\circ$ まで、また 1 [kc] では 50° までそれぞれ誤差 ± 1 [%] で直線性がある。このトランスジューサは、高周波領域での平坦性をやや欠いているので 400 [%] のほうが 1 [kc] に比べて約 17 [%] ほど高感度になっている。またコア材質と巻線構造の関係から零点を中心とした θ の左右両方向の対称性が若干失われている。このトランスジ



第4・13図 零点付近の直流出力特性

を与えてもコアは飽和せず，正弦波励磁のとき電流はほとんどひずまない。正弦波に対して両極端である三角波と方形波を励磁電源として選び， $f = 1$ [kc]， $V_1 = 2$ [V]（実動値）を与えたときの実験結果を第4.14図に示した。感度は正弦波に対して方形波は $+10.4$ [%]，三角波は -10.1 [%] 変化する。



第4・14図 励磁電源波形による出力特性の変化

[V]， $\theta = 10^\circ$ ，変温速度 5°C/hr の条件における温度特性の1例を第4.15図に示した。けい素鋼形は高温 $15\sim 40^\circ\text{C}$ の範囲で指示誤差 0.01 [%]（角変位 $0.06'$ の変化に対応）以下である。これに対して軟鉄形の指示誤差は約 0.2 [%/°C] とかなり大きく，コア材質の影響が顕著である。この比較からけい素鋼コアを用いれば，常温付近の計測では温度補償の必要がない。

<4・5> 応答特性 測定対象が動的な変化や過渡現象をとまなうとき，トランスジューサの応答が問題となる。トランスジューサを 1 [kc] で励磁しておき，コアに

ユーサの零点付近における分解能を調べた結果を第4.13図に示した。励磁周波数 $f = 400$ [c/s] と 1 [kc] での感度は，それぞれ 5.16 [mV/']， 4.17 [mV/'] であり，零点付近では角度位 $1'$ の検出が可能である。

以下このけい素鋼形トランスジューサの特性におよぼす諸因子の影響について吟味してみる。

<4・2> 励磁電源波形の影響

トランスジューサは開磁路系を構成しているために，かなり励磁アンペア・ターン

<4・3> 電源電圧変動の影響 本トランスジューサは直線範囲において原理上一次電圧 V_1 の影響を直接受ける性質がある（(4.13)，(4.16)式参照）。したがって電源電圧の変動はそのまま誤差となる。

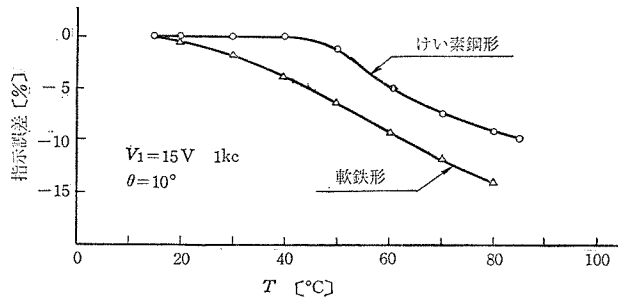
以上の結果からこのトランスジューサは励磁波形の変化や電源変動に対してきわめて敏感である。これらへの対策としては，すでに差動トランスの例にもみられるように安定化励振電源または自動平衡方式などを採用する必要がある。

これまでの実験は，すべて $R_L = 5$ [M Ω] で行われたが，さきの周波数特性（第4.8図）からもわかるように f はコーナ周波数以上に選び， R_L はできるだけ大きいほうが感度の点から望ましい。

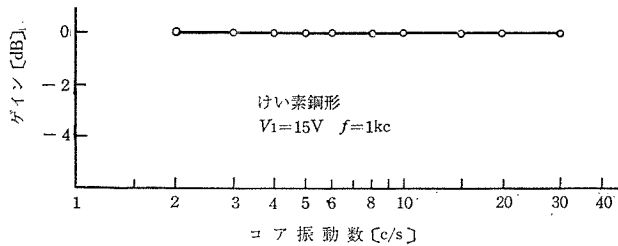
<4・4> 温度特性 $f = 1$ [kc]， $V_1 = 15$

[V]， $\theta = 10^\circ$ ，変温速度 5°C/hr の条件における温度特性の1例を第4.15図に示した。けい素鋼形は高温 $15\sim 40^\circ\text{C}$ の範囲で指示誤差 0.01 [%]（角変位 $0.06'$ の変化に対応）以下である。これに対して軟鉄形の指示誤差は約 0.2 [%/°C] とかなり大きく，コア材質の影響が顕著である。この比較からけい素鋼コアを用いれば，常温付近の計測では温度補償の必要がない。

<4・5> 応答特性 測定対象が動的な変化や過渡現象をとまなうとき，トランスジューサの応答が問題となる。トランスジューサを 1 [kc] で励磁しておき，コアに



第4・15図 温度特性



第4・16図 応答特性

1.5° の一定振幅をもつ振動を与えたときの動特性を第4.16図に示した。コア振動数 30 [c/s] まで良好な応答特性をもち、最近発表されたトランスジューサ¹⁵⁾よりも応答の点ですぐれている。なお 30 [c/s] 以上は振動発生装置の制約で実験ができなかった。

5. あとがき

相互誘導形角度トランスジューサの二次電圧を求める理論式 (4.13), (4.16) は、細かい点にまだ問題が残されているが、実験結果と比較してほぼ妥当であることを示した。本篇では、主としてけい素鋼コアをもつ2段形のトランスジューサについて取り扱ったが、コア材質、巻線構造または寸法比によつて結合係数 k がどのように変わるかについての吟味がなかつた。これらの点は今後の問題としてゆずりたい。ここで導いた理論式および感度、変換効率による性能の比較法などは、差動トランスの設計にも有用であろうと思われる。

V. む す び

生産プロセスの自動化、集中管理化にともない計測技術の進歩には最近めざましいものがある。しかしその現状もよく見ると、高精度化された計測器に対してトランスジューサの性能がじゆうぶんについて行けず、結局プロセス³⁵⁾そのものの能率がトランスジューサによつて制約されているという事態が生じている。

トランスジューサの性能は、生産性を決定する重要な担い手であるにもかかわらず、それらが立ち遅れている原因には種々考えられるが、その主な点をあげれば次の通りである。

1) トランスジューサは、その計測対象によつて非常に広範な分野と種類を有しているために、開発および設計への統一した思想が確立しにくい。

2) トランスジューサに用いられる物理的・化学的な現象が多岐にわたるため、研究者が一つの計測対象に対して用いられるある現象の応用をじゆうぶんに煮つめないまま他の現象のそれへと逐次転移して行く風潮が強く、じみちに一つのトランスジューサを設計理論まで発展させていく時間的余裕に乏しい。

これは技術レベルの進歩の早い現時点では、一つのトランスジューサが出現し、その設計理論ができ上がる数年後には、そのトランスジューサがすでに形式の古いものになっているという現代の傾向も作用している。またトランスジューサは、物理学と一般の電気工学との境異領域にあるため、正直なところ双方から手の出しにくい問題が、能力と興味とに関連して介在することも見逃せない事実であろう。

しかし科学と歴史の関係があきらかにしているように、トランスジューサの現象論³⁵⁾だけを追つては、それらの新しい応用や新しいトランスジューサの発明へのきつかけを掴むことができない。

本稿で述べた相互誘導形角度トランスジューサの変換理論はいまだ不十分なものであるが、以上の考え方に対する一つの試みでもある。この種のトランスジューサがまだかかえている問題としては、エネルギー交換のプロセス、動特性、円弧状磁心の磁化特性などがあり、さらにそれらを包括した設計理論が残されている。筆者はいままでのデータをもとにして、さらにこの種のトランスジューサの理論を発展して行きたい考えである。

この研究は筆者が昭和39年度文部省内地研究員として東京工業大学制御工学科に出身中に行われたもので、ご懇切なご指導をいただいた同科 内藤正教授に謝意を表す。適切など教示をいただいた同科 石神政司教官、電気試験所 宮沢永次郎主任研究官、計量研究所 松代正三部長、有益な討論をして下さった東京工業大学 安居院猛、近藤巖両教官、大学院学生 狼嘉彰、小林彬、田中穂積、古市憲二の諸君、東京教育大学 五十嵐意志教官、測定に用いたコアの供与を心よくひき受けて下さった高砂鉄工株式会社 富田信也氏に深謝する次第である。

最後にこの仕事を行う上で時間的な余裕をお与え下さった本学 小山恒夫教授、神崎勇二助教授はじめ教室の諸先生、実験に協力いただいた卒研 榎谷辰己（現在三菱電機）、石川淳（現在日立製作所）、奥原光彦、萩原勝夫の諸君に心からお礼申し上げる。

文 献

- 1) 江崎：計測と制御，**3**， 819 (昭39)
- 2) 山田・春原・菅谷：昭38 連大， 234
- 3) たとえば，西口：機械量の電気計測・制御，オーム社，122 (昭34)
- 4) Г. И. Стракун：Измерительная техника，No.12,11 (1963)
- 5) 大野・太田：計測自動制御講演集，223 (昭39)
- 6) В. С. Попов：Приборостроение，No.5,16 (1962)
- 7) I. Langmuir：Phy. Rev.，vol. 34 (1912)
- 8) Г. Ф. Быховец，С.И. Хмыз и Л. А. Шаблий：Измерительная техника，No. 9,16 (1962)
- 9) Б. Я. Карасик：Измерительная техника，No. 6,9 (1964)
- 10) Theta Instrument Corp.：Decitrak (1962)
- 11) Б. И. Зайцев：Приборостроение，No.4,28 (1961)
- 12) 内藤：電気試験所研究報告，第536号，24 (昭28)
- 13) 大井：テレメータリング，日刊工業，22 (昭34)
- 14) 池辺他：自動制御機器便覧，II—198 (昭38)
- 15) 中村：富士時報，**35**， 609 (1962)
- 16) Б. З. Воглохин：Приборостроение，No.7,29 (1961)
- 17) 小野測器製作所：微小回転角アナログ・デジタル変換器 (DAM—410型) (1964)
- 18) Е. М. Голоульников，М. И. Коченов，А. Я. Пеликс，В. С. Чаман：Измерительная техника，No.4,9 (1964)
- 19) 松代・古賀・下田・五十嵐：中央計量検定所報告，**6**， 38 (昭32)
- 20) 西口：機械量の電気計測・制御，オーム社，36 (昭34)
- 21) 山田：電気学会雑誌，**85—7**， 1208 (昭40)
- 22) 塚本・壇上：National Technical Report，vol. 5,171 (1959)
- 23) 20) の p. 33
- 24) 西口：計測と制御，**1**， 686 (1962)
- 25) 秋山・猪野：計測，**9**， 354 (1959)
- 26) たとえば，竹山：電磁気学現象理論，丸善，249 (昭24)
- 27) 山本・中津川・宮沢・長島：電気試験所彙報，**26**， 1 (昭37)
- 28) 20) の p. 37
- 29) 武井・和田・二条：電気学会雑誌，**76**， 1449 (昭31)
- 30) 宮沢・佐々木：昭39年連大，154
- 31) R. M. Bozorth，D. M. Chapin：J. App. Phy.，vol. 13, May, 320 (1942)
- 32) 磯部：計測と制御，**3**， 805 (昭39)
- 33) 広重：科学と歴史，みすず書房，21 (昭40)

Summary

Conversion Theory on Mutual Induction Angular Displacement Transducer

Hajime YAMADA

(Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering)

Measurement techniques of angular displacements occupy very important position in the process control systems. The numerous kinds of process variables in the systems, such as pressure, different pressure, flow rate and level etc., primarily convert angles or displacements, then they are measured by electrical quantities with the various methods.

The mutual induction angular displacement transducer performs the conversion from angular displacement to electrical quantities, which consists of the semi-toroidal or circular shaped core and the semi-toroidal solenoid coil with primary and secondary windings. The primary windings are connected series and the two secondary windings are connected counter-series each other as well as two sectional type linear differential transformer.

When any angular displacement is given to the core located in the semi-toroidal solenoid coil, it induces the secondary output voltage proportional to the angular displacement.

Many angular displacement transducers, such as a hall-generator, heat conduction, resistance (potentiometer type), photo-cell, code plate and electromagnetic induction, have been developed till quite recently from the various countries. The outline of their principle of operations and the characteristics are introduced in the second chapter.

In the third chapter, analysis of the conversion characteristics made by using modeling methods of flux distribution on the core of the mutual induction angular displacement transducer and its experimental results are described. The shapes of the flux distributions on the core is assumed as rectangular, parabolic and sinusoidal.

The limitation on the linear range of the output voltage and on the constancy of the primary inductance are theoretically analyzed by the above mentioned flux distribution, and satisfactory coincidence is obtained with the experimental results.

Improvement of the linearity of the output voltage by the magnetic field compensation and the asymmetrical winding methods based on the modeling

analysis are also discussed in this chapter.

In the fourth chapter, the theoretical equation of secondary output voltage on the mutual induction angular displacement transducer is derived by the quantity of the coupling factor which depends on angular displacement.

Frequency characteristics of the transducer, and comparison of the different transducers, which have different winding constructions and core materials, are checked in this chapter.

The transducer is able to measure electrically the mechanical angular displacements from 0 to 50 degrees with the linearity ± 1.0 per cent at the exciting frequency 1 kilocycles. 1 minute ($=0.0167$ degrees) of angular displacement is detectable in the vicinity of electrical zero point characteristics by DC output signal.