

同期電動機の同期化現象に関する研究 (第4報)

武田 郁夫**

三浦 五郎***

(昭和46年9月27日受理)

Study of the Pulling-into-Step Phenomenon of a Synchronous Motor. (Part 4)

by Ikuo TAKEDA and Goro MIURA

In the previous paper we handled through the phase plane analysis the phenomenon of the pulling-into-step of a synchronous motor of which the field time constant was taken into consideration, and obtained many parameter charts for pulling-into-step after one swing. As a result, we reached the conclusion that Edgerton's equation was not sufficient to represent completely the abrupt transient phenomenon for pulling-into-step after one swing.

In this paper, first, we adopted equations devised by VanNess, Aldred and others and derived two normalized dimensionless differential equations concerning pulling-into-step with the field time constant and the mutual inductance between the direct-axis armature and the field taken into consideration.

Secondly, we made the exact measurement apparatuses of internal phase angle and slip and obtained the experimental values of trajectory for pulling-into-step after one swing.

Lastly, by comparing the theoretical values with the experimental values, we reached the conclusion that the equation which was derived by considering even the mutual inductance between the direct-axis armature and the field was more accurate than Edgerton's equation.

1. 緒 言

前報³⁾においては、界磁の時定数を考慮した場合の Edgerton の方程式⁵⁾より突極機の引込み現象を位相面解析により定性的に考察し、動揺回数を一回と制限した場合の同期引入れ条件をデジタル計算機により種々のパラメータについて求めた。しかし、1回の振動の間の急激な過渡現象を示す同期化現象の方程式としては、Edgerton の近似方程式は十分だと言いく、引込み現象のトラゼクトリは実験値とかなりの差異を生ずる。

* 昭和46年度電気四学会北海道支部連合大会にて講演 (1971. 10)

** 北見工業大学電気工学科

*** 静岡大学工学部電気工学科

本報告は、VanNess 氏⁷⁾、Aldred 氏等⁸⁾ によって考案された方程式を適用し、同期入れれに関する動揺方程式を導き、すべりと内部位相角の精密なる測定装置を作成し実験値と比較検討したものである。

2. 同期入れれに関する動揺方程式

2.1 記号法

本報告においては、Per-unit 法等の単位系の混合による誤解をさけるため、全定数を MKS 単位系で表わした。文献 1), 2), 3) 以外に使用した記号を説明すれば次のようである。

E' : 同期入れれ後における定常状態の線間公称誘導起電力の実効値

V' : 電機子印加線間電圧の実効値

I_{fa} : 定常状態における界磁電流

V_{fa} : 界磁印加電圧

R_{fa} : 界磁抵抗

i_{fa} : 界磁電流の瞬時値

v_d, v_q : d, q 軸電機子電圧の瞬時値

i_d, i_q : d, q 軸電機子電流の瞬時値

L_d, L_q : d, q 軸電機子巻線の自己インダクタンス

L'_d : d 軸電機子過渡インダクタンス

L_{ffa} : 界磁巻線の自己インダクタンス

M_{afa} : 直軸電機子, 界磁間の相互インダクタンス

ψ_d, ψ_q : d, q 軸の電機子鎖交磁束

ψ_{fa} : 界磁鎖交磁束

T'_d : d 軸短絡過渡時定数

T'_{ao} : d 軸開放過渡時定数

M_{ad}, M_{aq} : d, q 軸電機子巻線と d, q 軸制動巻線の相互インダクタンス

i_{ad}, i_{aq} : d, q 軸の制動巻線電流

P : 微分演算子 d/dt

θ : 回転子の変位角

2.2 動揺方程式の誘導

突極形同期電動機に関する一般方程式は Park の方程式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} v_d &= P\psi_d - \psi_q P\theta + r i_d \\ v_q &= P\psi_q + \psi_d P\theta + r i_q \\ V_{fa} &= P\psi_{fa} + R_{fa} i_{fa} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \psi_d &= L_d i_d + M_{afd} i_{fd} + M_{a1d} i_{1d} \\ \psi_q &= L_q i_q + M_{a1q} i_{1q} \\ \psi_{fd} &= \frac{3}{2} M_{afd} i_d + L_{ffd} i_{fd} + M_{a1d} i_{1d} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

問題の簡易化を図るために、Park の方程式において次の近似を行なった。

(1) 同期引入れ現象中の回転子振動周期は、基本電源周波数の周期に比べてきわめて大きく、瞬時速度 $P\theta$ は角周波数 ω に等しい。

(2) 変圧器起電力 $P\psi_d$, $P\psi_q$ は速度起電力 $\psi_d\omega$, $\psi_q\omega$ に比べ小さいので省略する⁷⁾。このことは電機子相電流の過渡解における高調波成分を無視することに等しく⁹⁾、これはいずれも同期化力生成にはほとんど影響しないからである。

(3) 電機子抵抗 r を無視する。

(4) 直軸短絡過渡時定数 T'_d は直軸短絡初期過渡時定数 T''_d に比べてきわめて大きく、 i_d および i_{fd} の緩慢な減衰に関しては制動巻線電流 i_d , i_{1d} は急速に減衰するため省略できる。

(5) 鉄心の飽和は無視する。

以上の近似を (1), (2) 式に適用すれば次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} v_d &= -\omega L_q i_q \\ v_q &= \omega (L_d i_d + M_{afd} i_{fd}) \\ V_{fd} &= R_{fd} i_{fd} + L_{ffd} P i_{fd} + \frac{3}{2} M_{afd} P i_d \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

電機子印加相電圧 (実効値) V との間には次の関係が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} v_d &= -\sqrt{2} V \sin \delta \\ v_q &= \sqrt{2} V \cos \delta \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

(3), (4) 式より i_d , i_q を求めれば

$$\left. \begin{aligned} i_d &= \frac{1}{\omega L_d} (\sqrt{2} V \cos \delta - \omega M_{afd} i_{fd}) \\ i_q &= \frac{\sqrt{2} V}{\omega L_q} \sin \delta \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

を得る。

界磁電流 i_{fd} は同期電動機が完全に同期化したとき一定の直流電流 I_{fd} に落ち着く。このとき、電機子に誘起されている相電圧の実効値は

$$\sqrt{2} E = \omega M_{afd} I_{fd} \quad (6)$$

与えられる。ただし、 E は実効値である。

電機子誘起相電圧 E は線間公称誘導起電力 (実効値) E' におきかえれば、定常状態において次式が成立する。

$$E' = \omega M'_{afa} I_{fa} \tag{7}$$

ここで

$$M'_{afa} = \sqrt{\frac{3}{2}} M_{afa} \quad [H] \tag{8}$$

界磁電流およびリラクタンス分による同期化力は三相同期電動機において次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} P_u &= \frac{3}{2} (v_a i_a + v_q i_q) \\ &= \frac{i_{fa}}{I_{fa}} P_m \sin \delta + P_r \sin 2\delta \end{aligned} \right\} \tag{9}$$

ここで

$$P_m = \frac{E' V'}{\omega L_a} \quad [W], \quad P_r = \frac{(L_d - L_q) V'^2}{2\omega L_d L_q} \quad [W]$$

ただし、 V' は電機子印加線間電圧(実行値)で、 $V' = \sqrt{3} V$ である。

飽和を無視したときの突極形同期電動機の同期引入れに関する動揺方程式は、次式で与えられる⁵⁾。

$$P_j \frac{d^2\delta}{dt^2} + P_a(1 - b \cos 2\delta) \frac{d\delta}{dt} + P_u = P_L \tag{10}$$

(10) 式に (9) 式を代入すれば

$$P_j \frac{d^2\delta}{dt^2} + P_a(1 - b \cos 2\delta) \frac{d\delta}{dt} + P_r \sin 2\delta + \frac{i_{fa}}{I_{fa}} P_m \sin \delta = P_L \tag{11}$$

を得る。一方界磁電流に関しては次式を得る。

$$V_{fa} = R_f i_{fa} + T'_a R_{fa} \frac{d i_{fa}}{dt} - \frac{M'_{afa}}{\omega L_a} V' \frac{d\delta}{dt} \sin \delta \tag{12}$$

2.3 動揺方程式の正規化

動揺方程式を正規化するために、実時間 t を正規化時間 τ に変換し、無次元の正規化定数を設定する。

$$t = a\tau, \quad a = \sqrt{\frac{P_m}{P_j}}, \quad \beta = P_L/P_m, \quad g = P_r/P_m, \quad k = P_a/\sqrt{P_m}, \quad z = i_{fa}/I_{fa} \quad \text{とすると, (11) 式}$$

より

$$\frac{d^2\delta}{d\tau^2} + k(1 - b \cos 2\delta) \frac{d\delta}{d\tau} + z \sin \delta + g \sin 2\delta = \beta \tag{13}$$

を得る。(12) 式において、

$$\left. \begin{aligned} T'_a &= \frac{1}{R_{fa}} \left(L_{ffa} - \frac{M'_{afa^2}}{L_a} \right) \\ L'_a &= L_a - \frac{M'_{afa^2}}{L_{ffa}} \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} T'_a &= T'_{a0} \frac{L'_a}{L_a} \quad [\text{sec}] \\ T'_{a0} &= \frac{L'_{ffa}}{R'_{fa}} \quad [\text{sec}] \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

なる関係をもちいて正規化すると

$$\frac{dz}{d\tau} = (1-z)\xi + m \frac{d\delta}{d\tau} \sin \delta \quad (15)$$

を得る。ここで

$$\xi = \frac{a}{T'_a}, \quad m = \frac{M'_{afa} V'}{\omega L'_{ffa} L'_a I'_{fa}} \quad (16)$$

であり、ここで新たに設定された ξ, m なるパラメーターは共に無次元の正規化定数である。

ここで導かれた正規化した動揺方程式は、Edgerton の方程式が界磁の時定数のみを考慮したのに対し、直軸電機子と界磁間の相互インダクタンスの影響を示す相対誘導係数 m をも考慮に入れた二つの非線形常微分方程式で表わされることを示すものである。ここでこの非線形常微分方程式を再掲すると

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2\delta}{d\tau^2} + k(1-b \cos 2\delta) \frac{d\delta}{d\tau} + z \sin \delta + g \sin 2\delta &= \beta \\ \frac{dz}{d\tau} &= (1-z)\xi + m \frac{d\delta}{d\tau} \sin \delta \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

を得る。

2.4 さらに近似度を高くとした場合の動揺方程式

2.2), 2.3) において、変圧器起電力 $P\psi_a, P\psi_q$ は速度起電力 $\psi_q P\theta, \psi_a P\theta$ に比べ小さいので省略するという仮定に基づき、動揺方程式を算出した。その結果、制動巻線による成分

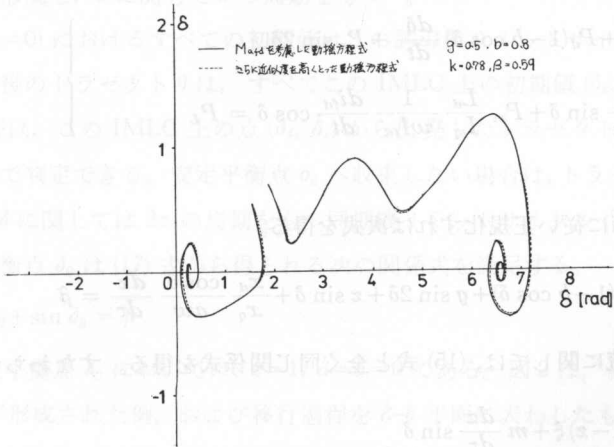


図1 二つの理論値の比較

Fig. 1. Comparison between the two theoretical values.

$M_{a1d}P_{i_{1d}}$, $M_{a1q}P_{i_{1q}}$, 電機子巻線による成分 $L_a P_{i_d}$, $L_q P_{i_q}$ および界磁回路の影響による成分 $M_{afa}P_{i_{fa}}$ の各項を省略した。一方, 我々は特に界磁回路の影響という観点に注目して考察をすすめていたため, この $M_{afa}P_{i_{fa}}$ の項だけを (1), (2) 式に生かしてみた場合について動揺方程式を算定することを試みた。

すなわち, $M_{afa}P_{i_{fa}}$ を考慮することにより, (1), (2) 式より

$$\left. \begin{aligned} (21) \quad v_a &= -\omega L_q i_q + M_{afa} P_{i_{fa}} \\ v_q &= \omega (L_a i_d + M_{afa} i_{fa}) \\ (22) \quad V_{fa} &= R_{fa} i_{fa} + L_{ffa} P_{i_{fa}} + \frac{3}{2} M_{afa} P_{i_{fa}} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

を得る。

(4), (18) 式から i_d , i_q を求めれば

$$\left. \begin{aligned} i_d &= \frac{1}{\omega L_a} (\sqrt{2} V \cos \delta - \omega M_{afa} i_{fa}) \\ i_q &= \frac{1}{\omega L_q} (\sqrt{2} V \sin \delta + M_{afa} P_{i_{fa}}) \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

を得る。

(18), (19) 式より三相同期電動機における同期化力 P_u を求めれば

$$\left. \begin{aligned} P_u &= \frac{3}{2} (v_d i_d + v_q i_q) \\ &= P_r \sin 2\delta + P_m \frac{i_{fa}}{I_{fa}} \sin \delta + P_m \frac{L_a}{L_q} \frac{1}{\omega I_{fa}} \frac{di_{fa}}{dt} \cos \delta \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

を得る。

(20) 式を (10) 式に代入すれば

$$\left. \begin{aligned} P_j \frac{d^2 \delta}{dt^2} + P_a (1 - b \cos \delta) \frac{d\delta}{dt} + P_r \sin 2\delta \\ + P_m \frac{i_{fa}}{I_{fa}} \sin \delta + P_m \frac{L_a}{L_q} \frac{1}{\omega I_{fa}} \frac{di_{fa}}{dt} \cos \delta = P_L \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

を得る。

(21) 式を 2.3 節に従い正規化すれば次式を得る。

$$\frac{d^2 \delta}{d\tau^2} + k(1 - b \cos \delta) + g \sin 2\delta + z \sin \delta + \frac{x_a \cos \delta}{x_q a \omega} \frac{dz}{d\tau} = \beta \quad (22)$$

一方, 界磁電流に関しては, (15) 式と全く同じ関係式を得る。すなわち

$$\frac{dz}{d\tau} = (1 - z)\xi + m \frac{dz}{d\tau} \sin \delta \quad (23)$$

結果として, $M_{afa}P_{i_{fa}}$ の項をも考慮した動揺方程式は, (22), (23) 式の二つの非線形常微分

方程式によって表わされる。

ここで、(17)式と $M_{afd} P i_{fd}$ の項をも考慮した(22)、(23)式の動揺方程式を代表的数値例について、デジタル計算機を利用して数値計算を行ない比較検討した。その結果、二者の曲線解、すなわち位相平面上に画いたトラゼクトリにおいて、ほとんどその差異は認められなかった。それゆえ、(17)式で示された動揺方程式が最も簡単で、しかも最良の近似であると考えられる。その数値計算の結果の一例を図1に示す。

2.5 正規化された動揺方程式の位相面解析

界磁時定数の影響を考慮した突極形同期電動機の同期引入れ現象は、(2.2)、(2.3)節において導かれた正規化された二つの非線形常微分方程式(17)式で表わされる。

界磁に直流励磁を印加する以前においては、同期機は誘導電動機動作を呈しており、平均誘導電動機のトルクと負荷トルクがちょうど釣合った速度で回転している。このとき、すべりの瞬時値 $\dot{\delta}/\omega_0$ (ω_0 : 同期電気角速度) と内部相差角 δ は(17)式の第二式右辺第一項 $(1-z)\dot{z}$ を $-\xi z$ で置きかえた式の定常解を満足する。

すなわち、誘導機状態において次式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2\delta}{d\tau^2} + k(1-b \cos 2\delta) \frac{d\delta}{d\tau} + z \sin \delta + g \sin 2\delta &= \beta \\ \frac{dz}{d\tau} &= -\xi z + m \frac{d\delta}{d\tau} \sin \delta \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

ここで、相対制動係数 k は励磁が投入される前後において不変であると仮定した。界磁巻線は励磁投入前には短絡されており、界磁回路のインピーダンスはほぼ一定であるとみなされるからである。

定常状態における(24)式の曲線解、すなわち、トラゼクトリは $\dot{\delta}-\delta$ 位相平面上に第二種リミットサイクルを形成し、 δ に関して π の周期をもつ¹⁰⁾。

励磁投入時 ($\tau=0$) におけるすべての初期値はこの誘導機リミットサイクル (IMLC) 上に存在する。励磁投入後のトラゼクトリは、すべてこの IMLC 上の初期値 ($\delta_e, \dot{\delta}_e$) から出発する。同期引入れの可否は、この IMLC 上の点 ($\delta_e, \dot{\delta}_e$) から出発したトラゼクトリが安定平衡点 δ_0 に収束するか否かで判定できる。安定平衡点 δ_0 へ収束しない場合は、トラゼクトリは(17)式の定常解を満足し、 δ に関しては 2π の周期をもつ同期機リミットサイクル (SMLC) へ収束する。

一方、安定平衡点 δ_0 は(17)式から得られる次の関係式を満足する。

$$g \sin 2\delta_0 + \sin \delta_0 = \beta \quad (25)$$

ここで、安定平衡点 δ_0 においては、 $z=1, \dot{\delta}=\delta=0$ である。図2は、異なる β の値によって異なる IMLC が形成された例、および移行過程を $\dot{\delta}-\delta$ 平面に表わしたものである。

ここにおいて、さらに β を小さくすると、すなわち負荷トルクが相対的に小さい場合には、同期機は励磁を印加することなしに ($z=0$) 同期引入れが行なわれる。すなわち、反作用電動

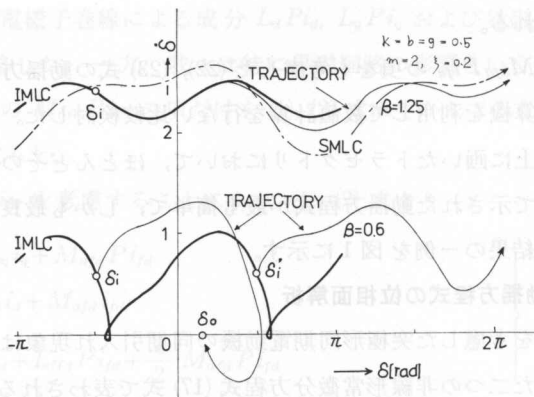


図 2 位相面におけるトラゼクトリの例

Fig. 2. Example of trajectory in a phase plane.

機として動作することになる。従って、この反作用電動機として動作する限界の β より小さな β の値に対しては、IMLC は消滅する。

いま、(17) 式において、 $m=0$ とし初期条件を $\tau=0$ において $z(\tau=0)=z_i=0$ とし解けば

$$z = 1 - \epsilon^{-\xi\tau} \tag{26}$$

を得る。

(26) 式を (17) 式に代入すれば次式を得る。

$$\frac{d^2\delta}{d\tau^2} + k(1-b \cos \delta) \frac{d\delta}{d\tau} + g \sin 2\delta + (1 - \epsilon^{-\xi\tau}) \sin \delta = \beta \tag{27}$$

これは Edgerton の界磁時定数を考慮した式に一致する。このことから、我々が導いた動揺方程式と Edgerton の界磁時定数を考慮した式との相違点は相対誘導係数 m の存在いかんによる。

Edgerton によって扱われた場合、すなわち

- 1) 界磁時定数を無視した場合 ($m=0, \xi=\infty$)⁵⁾
- 2) 界磁時定数を考慮した場合 ($m=0, \xi \neq \infty$)⁶⁾

においては、時間が十分に経過すれば ($\tau \rightarrow \infty$)、界磁電流は消滅する。それゆえ、IMLC は次式の定常解で与えられる。

$$\frac{d^2\delta}{d\tau^2} + k(1-b \cos 2\delta) \frac{d\delta}{d\tau} + g \sin 2\delta = \beta \tag{28}$$

なお、これらの場合に関する幾つの特徴は文献 2), 3), 4), に述べてある。

3. 同期入れに関するトラゼクトリを求める

実験とその結果に対する検討

3.1 実験方法

同期電動機の界磁を短絡して、誘導電動機として任意の負荷を負わせ運転して誘導機リミ

ットサイクルを形成し、その誘導機リミットサイクル上の任意の初期値より励磁を投入して、同期入れに関するトラゼクトリを求めた。このさい、励磁が印加された後、トラゼクトリが発電機領域を通して全部で 2π [rad] 以上動揺しないうちに最終定常動作角、すなわち安定平衡点 δ_0 へ到達することを一回の動揺で同期入れするものとした。

3.2 実験装置

位相平面におけるトラゼクトリの理論値と実験値を比較する際に、すべりと内部相差角を精密に測定することが必要となる。このときのすべりの値は数%以内であるため、その測定精度が高いことが要求される。一方、内部相差角は連続的に変化するため、測定装置としては連続的に測定可能で、しかもその直線性は $0 \sim 2\pi$ [rad] にわたり極めてすぐれていることが必要になる。

そこで、すべりに関しては回転数に比例したパルス列を作り、これを直流電圧に変換し、基準となる同期速度における出力電圧との差を取出すことにより、その変化分のみ(すなわち、すべりの値)を得た。

一方、内部相差角に関しては、F. Norman 氏が考案した方法に基づき、信号電圧をパルス化し、基準パルスとの論理和を作り、その結果得られたパルスを直流電圧に変換し、ペン書きオシロで記録することにより得た。

すべり測定装置、内部相差角測定装置以外の実験装置は文献2)におけるものと全く同様のものを使用して実験を行なった。

以下にそれぞれの装置の概要について述べる。

a) 内部相差角測定装置

比較される二つの電圧波形は、供試電動機の電機子相電圧 V_0 と供試電動機に直結した同一極対数をもつ信号検出用の同期発電機の電機子誘起電圧 E_0 であり、 V_0 と E_0 の位相差が内部位相角にあたる。

内部相差角測定装置のブロック図を図3に示す。 V_0 は位相反転トランスに加えられ、正相、逆相の二つの信号にわけられ、それぞれのパルサー 1, 2 により位相差 π をもつ二つの基準パルスに変換される。一方、 V_0 と任意の相差角をもつ E_0 はパルサー 3 によりパルス化された後、それぞれ基準パルスと共に AND 回路に加えられる。この AND 回路の出力、すなわち、論理和として得られた二つのパルスをフィルタにより直流電圧に変換して直流ブリッジに加え、その差として生ずる直流電圧を出力として取り出すものである。

いま、 V_0 と E_0 との相差角が 90° であると、二つの AND 回路の出力波形は全く等しく、その平均直流レベルは等しい。このときのパルスの面積を A とする。この状態から任意の相差角 θ だけ E_0 が動いたとすれば、AND 回路の出力はパルスの高さを a とすれば、一方は $A+a\theta$ であり、他方は $A-a\theta$ となる。直流ブリッジの出力はこの差ででてくるのであるゆえ $2a\theta$ であり、出力は相差角 θ に比例した出力電圧を得る。

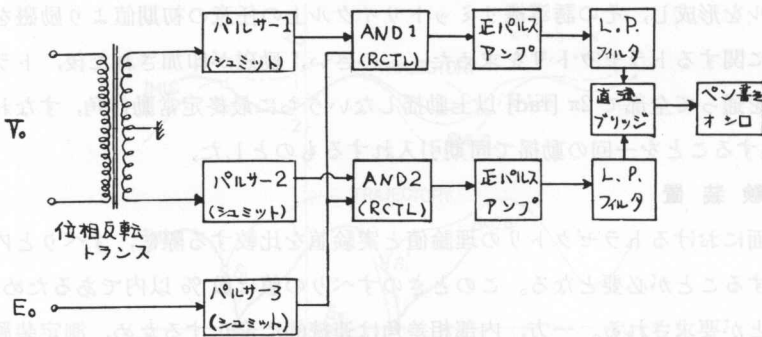


図 3 内部相差角測定装置ブロック図

Fig. 3. Block diagram of internal phase angle measurement apparatus.

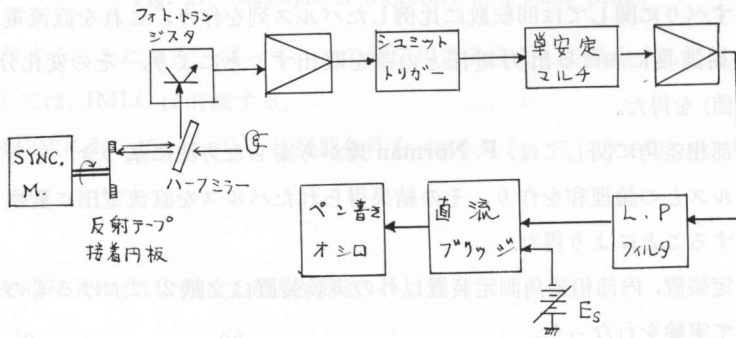


図 4 すべり測定装置ブロック図

Fig. 4. Block diagram of slip measurement apparatus.

この装置の特徴としては

- 1) 相差角 $0 \sim 2\pi$ 迄の変化に対する出力電圧の直線性が極めてすぐれている。
- 2) 入力波形の歪による出力電圧への影響が極めて少ない。
- 3) パルサーの立上がり角が鋭く、精度が高く不感帯がほとんどみられない。
- 4) 全段直結方式の採用により段間における位相差がみられない。
- 5) 再整形および前段とのバッファを兼ねるパルスアンプをおくことにより、前段における外乱の影響を阻止している

b) すべり測定装置

すべり測定装置のブロック図を図 4 に示す。この装置は供試電動機に反射テープを等間隔にはった円板を直結し、それに光をあて、反射光をフォトトランジスタで受けて単安定マルチバイブレータを駆動し、回転数に比例した繰返し周波数をもつパルス列を作り、これを整理して回転数に比例した直流電圧を求め、同期速度で回転しているときに直流ブリッジの出力が零になるように基準電圧を設定しておく。これにより直流ブリッジの出力には、すべりの値が直接直流電圧に変換されたものが得られる。

3.3 実験結果

図5は励磁投入前, 同期電動機が誘導電動機として動作している誘導機リミットサイクル (IMLC) の理論値と実験値の比較を示した図である。この図より, 理論値と実験値はほとんど一致している。このことは励磁投入の際の初期値にこの実験値の値を採用してよいことを示し, かつ, 内部相差角およびすべりの測定装置の精度が高いことを示すものと考えられる。

図5に示される IMLC 上を初期値とする同期引入れのトラゼクトリの実験値, Edgerton の式, 直軸電機子と界磁間の相互インダクタンスの影響を示す相対誘導係数 m をも考慮した式の三者を比較したものを図6に示す。これより Edgerton の式では, 動揺状態における最大のすべりの値は実験値に比べてはるかに大きい。一方, 相対誘導係数 m をも考慮した最大のすべりの値はほぼ等しい。また, 動揺中, 実験値が理論値より変動が小さいのは, 供試機の

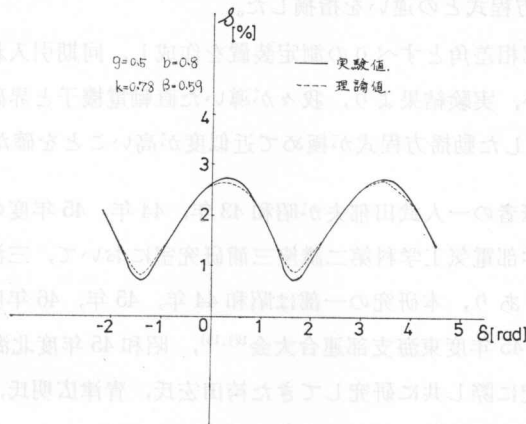


図5 誘導機リミットサイクルの理論値と実験値の比較

Fig. 5. Comparison between the theoretical value and the experimental value of induction limit cycle.

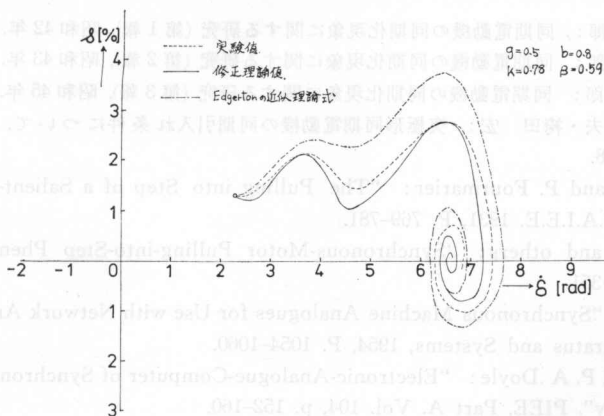


図6 1回の動揺で同期化するトラゼクトリの理論値と実験値の比較

Fig. 6. Comparison between the theoretical value and the experimental value of trajectory of pulling-into-step after one swing.

負荷としている直流電気動力計は他励発電機として励磁投入前後とも一定励磁、一定負荷抵抗なるゆえに、負荷は速度の二乗に比例して変動するが、理論値は負荷を一定として考えていることも一因と考えられる。それゆえ、直軸電機子と界磁間の相互インダクタンス M_{af} をも考慮した動揺方程式のほうが近似度が高いと考えられる。すなわち、この実験結果より、一回の動揺で同期化する急峻な過渡現象には、界磁回路の界磁時定数のほかに、直軸電機子と界磁間の相互インダクタンス M_{af} の影響を十分に考慮せねばならないことが了解される。

4. 結 言

1) 1 回の動揺で同期するような急峻な過渡現象をも満足する動揺方程式を導くため、Park の基本方程式から直軸電機子・界磁間の相互インダクタンス M_{af} をも考慮した動揺方程式を導き、Edgerton の方程式との違いを指摘した。

2) 精度の高い内部相差角とすべりの測定装置を作成し、同期引入れに関するトラゼクトリを求める実験を行ない、実験結果より、我々が導いた直軸電機子と界磁間の相互誘導インダクタンス M_{af} をも考慮した動揺方程式が極めて近似度が高いことを確かめた。

終りに、本研究は筆者の一人武田郁夫が昭和 43 年、44 年、45 年度の 7 月より 8 月迄の研究期間に、静岡大学工学部電気工学科第二講座三浦研究室において、三浦五郎教授の御指導のもとに行なったものであり、本研究の一部は昭和 44 年、45 年、46 年度電気四学会連合大会^{11),13),16)}、昭和 44 年、45 年度東海支部連合大会^{12),15)}、昭和 45 年度北海道支部連合大会¹⁴⁾ に発表済みである。本研究に際し共に研究してきた袴田宏氏、青津広明氏、実験および計算に協力して下さった三浦研究室の各位に心より感謝の意を表します。

文 献

- 1) 武田郁夫・三浦五郎：同期電動機の同期化現象に関する研究（第 1 報）、昭和 42 年。
- 2) 武田郁夫・三浦五郎：同期電動機の同期化現象に関する研究（第 2 報）、昭和 43 年。
- 3) 武田郁夫・三浦五郎：同期電動機の同期化現象に関する研究（第 3 報）、昭和 45 年。
- 4) 三浦五郎・武田郁夫・袴田 宏：突極形同期電動機の同期引入れ条件について、電気学会雑誌，Vol. 89-5, No. 968.
- 5) H. E. Edgerton and P. Fourmarier: "The Pulling into Step of a Salient-Pole Synchronous Motor". T.A.I.E.E. 1931, P. 769-781.
- 6) H. E. Edgerton and others: "Synchronous-Motor Pulling-into-Step Phenomena" T.A.I.E.E. 1933, P. 342-351.
- 7) J. E. VanNess: "Synchronous Machine Analogues for Use with Network Analyzer". T.A.I.E.E. Power Apparatus and Systems, 1954, P. 1054-1060.
- 8) A. S. Aldred and P. A. Doyle: "Electronic-Analogue-Computer of Synchronous-Machine Transient Stability". P.I.E.E., Part A. Vol. 104, p. 152-160.
- 9) A. E. Fitzgerald and C. Kingsley Jr: "Electric Machinery". New York, McGraw, 1962.
- 10) N. Minorsky: "Nonlinear Oscillation". Princeton, Nostrand, 1962.
- 11) 三浦五郎・武田郁夫・袴田 宏：“界磁時定数の影響を考慮するときの突極形同期電動機の引込み限界”。

