同期発電機の脱調時の磁束挙動に基づく過渡

特性 — 過渡時の特性表現の物理的意味 —

正員 引原 隆 士 (関西大)

正員 上田 皖 亮 (京都大)

正員 上之園 親 佐 (京都大)

1. はじめに

同期発電機の動作特性に関する研究は 19 世紀末に始まり、現在もなお続けられている。これらの研究の主要な目的は、電力系統の安定運用のために発電機特性を把握することにある。近年、電子計算機の発達に伴い、電力系統の安定度解析が数多く行われている。ところが、これらの解析結果が過渡状態においては実系統の実測結果と必ずしも一致しないことが指摘されている。

従来の同期発電機の特性表現は、発電機をブラックボックスとして端子量から等価回路的に求められてきた。一方、発電機を支配する主要な物理量は発電機の内部磁束であり、その特性表現において重要な役割を有している。しかし、過渡時の特性表現が現実の発電機動作において生じている磁束の挙動を正確に表しているか否かの検討は、通常負荷運転中の発電機に関しては、ほとんど行われていないと言っても過言ではない。このため、良好な解析結果を得るための特性表現の補正が、必ずしも現実生じている発電機内部の物理現象に合致していない。

著者らは発電機内部磁束に着目し、発電機の動作中に内部磁束が測定できるように探りコイルを取付けた小形同期発電機を製作し、その実測した空けき磁束分

布に基づいて発電機の特性を解明する一連の研究を行っている^{(1)~(6)}。本論文では、既に得られている過渡時において探りコイル誘起電圧より空けき磁束密度を求める算定法⁽⁶⁾を、脱調発展過程の空けき磁束分布の算定に適用する。そして、得られた結果より脱調時の同期発電機の特性表現を磁束挙動に基づいて検討し、その物理的意味を説明する。以下の章では、まず第 2 章において実験に用いた供試発電機および実験の設定条件について述べる。次に、第 3 章で探りコイルを用いて測定した空けき磁束密度を用いて、発電機の過渡時の動作特性を検討する方法について述べ、第 4 章で脱調時の諸量の測定結果および算定結果を示す。更に第 5 章では、第 4 章に得た鎖交磁束と各電流の変化に関して実験式を導き、脱調時の同期発電機の特性表現を詳細に検討し、その物理的意味を明らかにする。そして、この結果より従来の端子量に基づく特性表現の表している物理現象について明らかにする。最後の第 6 章において本実験で得られた結果を要約する。

本論文は、従来その内部磁束との関連から十分な検討がなされていなかった同期発電機の過渡特性を、空けき磁束の測定に基づいて検討したものである。この結果、脱調時において従来の特性表現が表しているのは、発電機の瞬時特性ではなく、回転子の滑りに伴う振動特性であり、従ってこのときの過渡インダクタンスは従来の意味の過渡インダクタンスと異なった物理的意味を有することを明らかにした。ここに得られた結果は、同期発電機の過渡特性に関して、従来見過されていた点を明らかにしており、今後の系統の過渡安定度解析の改善に重要な手掛りを与えているものと考えられる。

Transient Characteristics of a Synchronous Generator Based on the Behavior of Magnetic Flux at the State of Asynchronization — Physical Meaning of Transient Characteristic Expression. By Takashi Hikiyama, Member (Department of Electrical Engineering, Kansai University), Yoshisuke Ueda, Member (Department of Electrical Engineering, Kyoto University) & Chikasa Uenosono, Member (Eminent Professor of Kyoto University).

引原隆士：正員、関西大学工学部電気工学科

上田皖亮：正員、京都大学工学部電気工学科

上之園親佐：正員、京都大学名誉教授

2. 実験の概要

〈2.1〉 供試発電機 実験に使用した同期発電機は、図1に示す4極回転界磁形突極機である。定格は容量 6 kVA、電圧 220 V、電流 15.7 A、力率 0.9 (遅れ)、回転数 1,800 rpm である。電機子巻線は三相で、巻線方式は重ね巻、分布巻、短節巻、整数スロット巻が採用されている。毎極毎相のスロット数は3で斜めスロットが用いられており、相間接続は星形である。

供試発電機には図1に示すように、電機子歯頭部に磁束計測用探りコイルが設けられている。また、制動巻線は着脱可能である。この発電機は 154 kV 系統における 13 MVA の発電機を模擬して製作されたものであり、実機相当の無負荷飽和特性と短絡比を持たせるために、界磁鉄心部にイスマス (isthmus) が設けられている。そして、界磁電流 $i_f = 3.2$ A のとき公称界磁誘導起電力 220 V を発生する。この飽和特性などについては、文献(5)を参照されたい。なお、供試発電機は直流電動機で駆動されており、その定格は容量 15 kW、電圧 220 V である。本システムの慣性定数は、 GD^2 で $3.65 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ である。そのほか電気試験法⁽⁷⁾に従って得た本供試発電機の定数を表1に示す。

〈2.2〉 実験系統 実験は、供試発電機を用いて図2に示す一機無限大系統を構成して行う。図中、変圧器 Tr.1 の定格は容量 6 kVA、一次/二次電圧 220/3,300 V であり、Tr.2 のそれらは 20 kVA、3,300/210 V である。送電線は 6 kVA、220 V をベースとして 40% 一回線とし、無限大母線として 210 V、60 Hz の配電線を用いている。

〈2.3〉 設定条件 本論文で検討の対象としている脱調状態を発生させるために、前節の系統を用いて次の操作を行う。まず、定態安定領域内で動作している

図1 供試発電機断面図および探りコイル取付け位置

Fig. 1. A cross section of the tested generator and the disposition of the search coils.

表1 供試発電機の諸定数

Table 1. Machine constants of tested generator.

機器定数	算定値
直軸過渡インダクタンス L_d'	0.0067 H 31.5%
横軸過渡インダクタンス L_q'	0.0163 H 76.1%
電機子時定数 T_a	0.024 s
短絡過渡時定数 T_d'	0.104 s
開路時定数 T_{d0}'	0.434 s

(注) パーセント数値は 6 kVA、220 V をベースとしたものである。

図2 実験系統

Fig. 2. Experimental system.

供試発電機の界磁電流を一定 (3.2 A) に保つ。次に、直流機からの機械入力を準静的に増し、発電機出力を定態安定極限電力近くまで増加する。その後、機械入力をわずかに増加すると回転子に働くトルクがバランスを失い、回転子は加速を始める。この際、界磁電流の供給は定電圧源装置を用いて行い、AVR などの励磁制御は行っていない。また、直流機は発電機の脱調後定電圧運転を行い、速度制御は行わない。更に本実験においては、供試発電機の制動巻線を取外している。

3. 解析の概要

〈3.1〉 2 極機モデル 供試発電機は4極機であるが、空け磁束の空間分布表現と出力の電氣的位相表現の対応を容易にするために、図3に示す2極機モ

図3 二極機モデルと座標系

Fig. 3. The model of two salient pole type generator and the coordinates.

デルを導入する。このモデルにおいて、二つの座標系 ξ, θ (rad) を導入する。 ξ は空けき位置を表す座標系で、 θ は回転子の直軸位置を表す座標系である。これらの座標系の原点は a 相巻線軸におく。ここに導入した θ は時間の関数であり、次式で表現する。

$$\theta(t) = \omega_0 t + \delta(t) \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 ω_0 [=120 π (rad/s)] : 無限大母線の
基準角周波数、 $\delta(t)$: 相差角

このとき、回転子の角速度は次式で表される。

$$\frac{d\theta(t)}{dt} = \omega_0 + \frac{d\delta(t)}{dt} \dots\dots\dots (2)$$

〈3・2〉 空けき磁束密度の表現 過渡時の空けき

磁束密度分布は、定態時における表現より次式で表すことができる⁽¹⁾⁽⁶⁾。

$$B(\xi, t) = \sum_{n=1,3,5,\dots} [B_{nc}(t) \cos n \{ \xi - \theta(t) \} + B_{ns}(t) \sin n \{ \xi - \theta(t) \}] \dots\dots (3)$$

ここで、 $B_{nc}(t)$ 、 $B_{ns}(t)$: それぞれ空けき磁束
密度の第 n 時間・空間高調波 $\cos, \sin$ 成分

(3)式は回転子上に静止する磁束成分のみを表しており、実際に空けきには回転子上に静止しない磁束成分も存在する。これらの磁束密度の各成分は、複数本の探りコイルの誘起電圧を用いることにより正確に分離抽出できる。その方法の詳細については文献(6)を参照されたい。しかし、回転子上に静止しない磁束成分は量的には少なく、また発電機出力に影響を与えないので無視できる。従って、空けき磁束密度は(3)式のように回転子上に静止する磁束成分のみで表す。

〈3・3〉 端子量の表現 (3)式の空けき磁束密度

表現を用いると、諸端子量は次のようになる。まず、端子(相)電圧は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} e_{at}(t) &= -\sqrt{2} E_t(t) \sin \{ \theta(t) + \delta_t(t) \} \\ e_{bt}(t) &= -\sqrt{2} E_t(t) \sin \{ \theta(t) + \delta_t(t) - 2\pi/3 \} \\ e_{ct}(t) &= -\sqrt{2} E_t(t) \sin \{ \theta(t) + \delta_t(t) - 4\pi/3 \} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 $\delta_t(t)$: 端子電圧と d 軸との電氣的位
相差

また、電機子電流は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} i_a(t) &= -\sqrt{2} I_a(t) \sin \{ \theta(t) + \gamma(t) \} \\ i_b(t) &= -\sqrt{2} I_a(t) \sin \{ \theta(t) + \gamma(t) - 2\pi/3 \} \\ i_c(t) &= -\sqrt{2} I_a(t) \sin \{ \theta(t) + \gamma(t) - 4\pi/3 \} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 $\gamma(t)$: 内部力率角

更に、無限大母線電圧を次式で表す。

$$\left. \begin{aligned} e_{a\infty}(t) &= -\sqrt{2} E_{\infty} \sin \omega_0 t \\ e_{b\infty}(t) &= -\sqrt{2} E_{\infty} \sin (\omega_0 t - 2\pi/3) \\ e_{c\infty}(t) &= -\sqrt{2} E_{\infty} \sin (\omega_0 t - 4\pi/3) \end{aligned} \right\} \dots\dots (6)$$

これらの諸量において、振幅と位相は脱調時には時間的に緩やかに変化する量として扱うことができる⁽⁶⁾。

(4)~(6)式の各三相成分に次の dq 変換を施す。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} d \\ q \end{bmatrix} &= \frac{2}{3} \begin{bmatrix} \cos \theta(t) & \cos \left\{ \theta(t) - \frac{2}{3} \pi \right\} \\ -\sin \theta(t) & -\sin \left\{ \theta(t) - \frac{2}{3} \pi \right\} \end{bmatrix} * \\ & * \begin{bmatrix} \cos \left\{ \theta(t) - \frac{4}{3} \pi \right\} \\ -\sin \left\{ \theta(t) - \frac{4}{3} \pi \right\} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} \dots\dots (7) \end{aligned}$$

その結果、上述の諸量の dq 成分が次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} e_{dt}(t) &= -\sqrt{2} E_t(t) \sin \delta_t(t) \\ e_{qt}(t) &= \sqrt{2} E_t(t) \cos \delta_t(t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

$$\left. \begin{aligned} i_d(t) &= -\sqrt{2} I_a(t) \sin \gamma(t) \\ i_q(t) &= \sqrt{2} I_a(t) \cos \gamma(t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

$$\left. \begin{aligned} e_{d\infty}(t) &= -\sqrt{2} E_{\infty} \sin \delta(t) \\ e_{q\infty}(t) &= \sqrt{2} E_{\infty} \cos \delta(t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

これらの式を用いることにより、測定値から各 d, q 軸成分を毎周期ごとに算定することができる。

〈3・4〉 電機子巻線鎖交磁束の算定法 電機子巻

線鎖交磁束は、図4に示す電機子巻線の分布領域において、空けき磁束密度を積分することにより求めることができる。 a 相巻線鎖交磁束 $\phi_a(t)$ (Wb) は次式で得られる⁽¹⁾。

$$\begin{aligned} \phi_a(t) &= 16 \sum_{m=0,1,2} \int_0^l d\xi \\ & \times \int_{-(\pi/2)-(m-1)\alpha+(\alpha/l)\xi}^{(\pi/2)-m\alpha+(\alpha/l)\xi} B(\xi, t) r d\xi \\ & = \sum_{n=1,3,5,\dots} K_n \{ B_{nc}(t) \cos n \theta(t) \\ & \quad - B_{ns}(t) \sin n \theta(t) \} \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

ここで、

図4 a 相巻線分布図

Fig. 4. Distribution of phase- a winding.

$$K_n = 32 r l_e \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2}\right)(\sin n\alpha + \sin 2n\alpha)}{n^2 \alpha} \dots\dots\dots (12)$$

ただし、 r ($=0.1375$ m): 電機子内半径、 l ($=0.13$ m): 電機子軸長、 l_e ($=\kappa_e l$, $\kappa_e=1.13$): 有効軸長、 α ($=\pi/9$ rad): スロット角 (電氣角)

同様の計算により、 b, c 相巻線鎖交磁束 $\phi_b(t), \phi_c(t)$ は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} \phi_b(t) &= \sum_{n=1,3,5,\dots} K_n \left[B_{nc}(t) \cos n \left\{ \theta(t) - \frac{2}{3} \pi \right\} - B_{ns}(t) \sin n \left\{ \theta(t) - \frac{2}{3} \pi \right\} \right] \\ \phi_c(t) &= \sum_{n=1,3,5,\dots} K_n \left[B_{nc}(t) \cos n \left\{ \theta(t) - \frac{4}{3} \pi \right\} - B_{ns}(t) \sin n \left\{ \theta(t) - \frac{4}{3} \pi \right\} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

従って、電機子巻線鎖交磁束の d, q 軸各成分は(7)式より次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} \phi_d(t) &= K_1 B_{1c}(t) + \{K_5 B_{5c}(t) + K_7 B_{7c}(t)\} \\ &\quad \times \cos 6\theta(t) - \{K_5 B_{5s}(t) + K_7 B_{7s}(t)\} \sin 6\theta(t) + \dots \\ \phi_q(t) &= K_1 B_{1s}(t) + \{-K_5 B_{5s}(t) + K_7 B_{7s}(t)\} \cos 6\theta(t) \\ &\quad + \{-K_5 B_{5c}(t) + K_7 B_{7c}(t)\} \sin 6\theta(t) + \dots \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

上式において、第2項目以下は $n \geq 5$ で $K_n, B_{nc}(t), B_{ns}(t)$ が小さいので無視できる。従って、 $\phi_d(t), \phi_q(t)$ として次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \phi_d(t) &= K_1 B_{1c}(t) \\ \phi_q(t) &= K_1 B_{1s}(t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

この(15)式を用いることにより、空げき磁束密度の時間・空間基本波振幅から、電磁子巻線鎖交磁束の d, q 軸各成分を実験的に算定することができる。

4. 実験結果

本章では、供試発電機を用いて行った実験の諸量の測定結果と算定結果を示す。ここに示す結果を用いて、次章で同期発電機の過渡特性を検討するにあたり、〈2・4〉節に示した設定条件下で5回実験を繰返した。しかし、それらの結果にはほとんど違いがないので、本章ではそのうち一つの場合についてのみ示す。

〈4・1〉 脱調時の諸量の変化 供試発電機を前述の設定条件下で脱調させた場合に得られた諸端子量の変化を図5に示す。この結果は脱調発展に伴う諸量の時間変化を示している。まず、(a)図は回転子の回転速度の変化を示しており、脱調に伴い回転子が加速していく状態を示している。(b)図は端子電圧の実効値、(c)図は相差角、(d)図は電機子電流の実効値、(e)図は内部力率角、(f)図は界磁電流、(g)図は電氣出力の変化を示している。特に、(c)、(e)図の位相量に関しては、電氣角1回転ごとの動作点の位置を図中に○印で示した。これらの結果より、相差角と内部力率角の絶対値が単調に増加していく様子が明らかである。また、端子電圧、電機子電流、界磁電流および出力は、回転子の同期角速度からの滑り量が 2π 変化する時間間隔で振動している。出力の変化より、脱調時において供試発電機は発電機状態(出力が正)と電動機状態(出力が負)を交互に繰返しながら加速していく様子がわかる。

電機子電流については、図5(d)、(e)の結果と、(9)式を用いることにより d, q 各軸成分を算出できる。その結果を図6に示す。これらについても図5と同様に、回転子の滑りに伴う振動が見られる。

〈4・2〉 電機子巻線鎖交磁束 過渡時において、探りコイル誘起電圧より空げき磁束密度の時間・空間基本波成分を抽出する方法は、既に文献(6)において得られており、その方法を本実験結果の処理に適用する。更に、(15)式を用いて算出した電機子巻線鎖交磁束の d, q 各軸成分の脱調時の発展に伴う変動を図7に示す。これらも、図5に示した端子量と同様に、回転子の同期角速度からの滑りに伴って振動を繰返す。このうち、 d 軸成分 $\phi_d(t)$ には振動開始後直流成分の変化が見られる。一方、 q 軸成分 $\phi_q(t)$ については直流成分は一定である。ただし、ここで直流成分というのは、滑りに伴う振動の直流成分であって、出力の電氣的振動で見た変化の直流成分とは異なる。

5. 脱調時の同期発電機の特性に関する検討

本章では、前章に得た実験結果に基づいて脱調時の同期発電機の過渡特性について検討を加え、鎖交磁束と電流の関係を明確に表すことを試みる。以下の議論は、三相突発短絡時の電流の変化の解析法⁷⁾を、脱調時の電流、鎖交磁束の回転子の滑りに伴う振動の解析に拡張適用したものである。

〈5・1〉 鎖交磁束と電流の関係

(1) 電流の実験式 脱調による振動の開始時刻 t_0 を電流値の時間変化の最初の極値の時刻とする。こ

図 5 脱調時の諸量の変化

Fig. 5. Development of asynchronization.

図 6 脱調時の電機子電流 d, q 軸成分の変化Fig. 6. Change of the d - and q -axis components of the armature current at the state of asynchronization. 図 7 脱調時の電機子巻線鎖交磁束 d, q 軸成分の変化Fig. 7. Change of the d - and q -axis components of the armature flux linkage at the state of asynchronization.

のとき $t \geq t_0$ における脱調時の電流の実験式を検討する。まず、界磁電流 $i_f(t)$ は次式で表すことができる。

$$\left. \begin{aligned} i_f(t) &= i_{fDC}(t) + i_{fAC}(t) \\ i_{fDC}(t) &= i_f(0) - I_{fDC} e^{-(1/T_f)(t-t_0)} \\ i_{fAC}(t) &= I_{fAC} \cos \omega_s(t-t_0) \end{aligned} \right\} \dots (16)$$

ただし、 $\omega_s = d\delta(t)/dt$ で回転子の滑り角速度、

T_f : 時定数

上式中の添字 DC, AC の各量は、それぞれ回転子の同期角速度からの滑りに伴う $i_f(t)$ の振動の直流成分、交流成分を表している。次に、電機子電流の実効値 $I_a(t)$ の実験式は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} I_a(t) &= I_{aDC}(t) + I_{aAC}(t) \\ I_{aDC}(t) &= I_{aDC}(t_0) \\ I_{aAC}(t) &= \{A_1 - A_2 e^{-(1/T_a)(t-t_0)}\} \\ &\quad \times \cos \omega_s(t-t_0) \end{aligned} \right\} \dots (17)$$

ただし、 T_a : 時定数

これを、(7)式を用いて d, q 変換して得た電機子電流の d, q 軸成分について検討すると、 $t \geq t_0$ において d 軸電流 $i_d(t)$ の実験式は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} i_d(t) &= i_{dDC}(t) + i_{dAC}(t) \\ i_{dDC}(t) &= i_{dDC}(\infty) - I_{dDC} e^{-(1/T_{ad})(t-t_0)} \\ i_{dAC}(t) &= I_{dAC} \cos \omega_s(t-t_0) \end{aligned} \right\} \dots (18)$$

ここで、 T_{ad} : d 軸成分の時定数

同様に q 軸成分 $i_q(t)$ の実験式は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} i_q(t) &= i_{qDC}(t) + i_{qAC}(t) \\ i_{qDC}(t) &= i_{qDC}(t_0) \\ i_{qAC}(t) &= -I_{qAC} \sin \omega_s(t-t_0) \end{aligned} \right\} \dots (19)$$

以上の実験式の各定数は、〈2・3〉節に示した設定条件下で実験を5回繰返し求めた。その結果の平均をとって得た各定数値を表2に示す。

(2) 鎖交磁束の実験式 電機子巻線鎖交磁束の d, q 軸成分の脱調時における変化の実験式のうち d 軸成分 $\phi_d(t)$ は $t \geq t_0$ において次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} \phi_d(t) &= \phi_{dDC}(t) + \phi_{dAC}(t) \\ \phi_{dDC}(t) &= \phi_{dDC}(\infty) - \Psi_{dDC} e^{-(1/T_{pd})(t-t_0)} \\ \phi_{dAC}(t) &= -\Psi_{dAC} \cos \omega_s(t-t_0) \end{aligned} \right\} \dots (20)$$

ただし、 T_{pd} : 時定数

同様に、 $\phi_q(t)$ については次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} \phi_q(t) &= \phi_{qDC}(t) + \phi_{qAC}(t) \\ \phi_{qDC}(t) &= \phi_{qDC}(t_0) \\ \phi_{qAC}(t) &= \Psi_{qAC} \sin \omega_s(t-t_0) \end{aligned} \right\} \dots (21)$$

表 2 電流に関する実験式の定数

Table 2. Constants in the experimental equations of the field and armature currents.

係 数	算 定 値	係 数	算 定 値
$i_f(0)$	3.2 A	$I_{aDC}(t_0)$	22.6 A
I_{fDC}	1.14 A	A_1	18.8 A
I_{fAC}	1.64 A	A_2	4.8 A
T_f	0.32 s	T_a	0.23 s
$i_{dDC}(\infty)$	26.2 A	$i_{qDC}(t_0)$	2.1 A
I_{dDC}	7.0 A	I_{qAC}	21.2 A
I_{dAC}	32.0 A		
T_{ad}	0.23 s		

表 3 電機子巻線鎖交磁束に関する実験式の定数

Table 3. Constants in the experimental equations of the armature flux linkages.

係 数	算 定 値	係 数	算 定 値
$\phi_{dDC}(\infty)$	0.256 Wb	$\phi_{qDC}(t_0)$	-0.028 Wb
Ψ_{dDC}	0.075 Wb	Ψ_{qAC}	0.32 Wb
Ψ_{dAC}	0.2 Wb		
T_{pd}	0.31 s		

以上の実験式の定数は、前節と同様に同一設定条件下で実験を5回繰返し、その結果を平均して求めた。その算定値を表3にまとめて示す。

(3) 検 討 既に述べたように、同期発電機の過渡特性表現に関しては数多くの研究がなされているが、その多くは三相突発短絡に関するものである。本論文で示したように、脱調時における詳細な検討を行った例は少ない。前項で得た界磁電流、電機子電流の実験式は、三相突発短絡の場合と同形式である⁽³⁾。ただし、三相突発短絡の場合、滑り速度が回転速度に一致するが、脱調時には、回転子の回転速度が図5(a)に示すように徐々に増加し、この増加分が滑り速度となる。従って、滑りに伴う振動周期は時間経過と共に短くなっていく。また、三相突発短絡では短絡位相による電流波形の違いがあるが、脱調時には実験ケースによる電流波形の違いを生じないので、繰返した実験の結果の処理が容易となる。

前項までに導いた実験式は、鎖交磁束と電流の関係に関して多くの情報を与えている。まず、前項に示した各値の振動は、回転子の加速に伴い周期が減少しているにもかかわらず、実験式に示したように直流成分にはこの影響が現れない。これは、直流成分が回転子の同期角速度からの滑りに伴う回転磁界によらないことを示している。従って、電機子巻線鎖交磁束の d 軸直流成分は、界磁電流と電機子電流 d 軸成分双方の直流成分に依存していると考えられるが、表3に得た時定数から検討すると、主として界磁電流に依存してい

ると判断できる。これは着目している鎖交磁束が、空けきにおいてトルク伝達に参与している磁束のみで、界磁電流の寄与が d 軸成分のみであることから容易に理解できる¹¹⁾。この成分中に、電機子電流の直流成分の影響も現れていると考えられるが、ほとんど無視できる。一方、電機子電流の d 軸直流成分は、固定子スロット内に脱調発生時に起磁力の対向によって押込まれた磁束（電機子漏れ磁束）が、減少していく際に生じる起磁力に対応する量と考えられる。従って、(18)式中の T_{ad} は電機子漏れ磁束の減少の時定数と考えられる。同じく、電機子巻線鎖交磁束の d 軸交流成分は、界磁電流と電機子電流 d 軸成分双方の交流成分により生じることは明らかであるが、その双方の寄与関係については、本実験結果から判断することは困難である。しかし、この値は双方の電流から空けきに生じる回転磁界の起磁力比に対応するものであり、重要な量であると考えられる。

一方、電機子巻線鎖交磁束の q 軸成分は、電機子電流の q 軸成分のみに依存していると考えられる。従って、各々の直流成分、交流成分どうしが対応する。

〈5・2〉 過渡時のインダクタンス

(1) 鎖交磁束と電流の関係式 前節で得た鎖交磁束と電流の実験式と検討結果より、過渡時の電機子巻線鎖交磁束の d, q 軸各成分は、 $t \geq t_0$ において次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \phi_d(t) &= L_{df}^{DC} i_{fDC}(t) - L_{df}^{AC} i_{fAC}(t) \\ &\quad - L_d^{AC} i_{dAC}(t) \\ \phi_q(t) &= -L_q^{DC} i_{qDC}(t) - L_q^{AC} i_{qAC}(t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

ここで、各係数はそれぞれ各電流の鎖交磁束への寄与を表すインダクタンス相当量であり、添字 DC, AC は各電流の回転子の滑りに伴う変化の直流および交流成分の寄与を示している。

一方、(16), (18)式より次の関係が成立する。

$$i_{fAC}(t) = K_{fd} i_{dAC}(t) \dots\dots\dots (23)$$

ここで、 K_{fd} は定数であり、上述したように界磁電流と電機子電流の回転磁界に対する起磁力比を表していると考えられる。従って、このとき $\phi_d(t)$ は次式で与えられる。

$$\phi_d(t) = L_{df}^{DC} i_{fDC}(t) - \{L_{df}^{AC} K_{fd} + L_d^{AC}\} i_{dAC}(t) \dots\dots\dots (24)$$

(2) インダクタンスの導出 (22), (24)式で両辺の直流成分、交流成分がそれぞれ対応する。従って、(16), (18)～(21)式より、(22), (24)式中のインダクタンス相当量は次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} L_{df}^{DC} &= \frac{\phi_{dDC}(\infty) - \Psi_{dDC} e^{-(1/T_{ad})(t-t_0)}}{i_f(0) - i_{fDC} e^{-(1/T_f)(t-t_0)}} \\ L_{df}^{AC} K_{fd} + L_d^{AC} &= \frac{\Psi_{dAC}}{I_{dAC}} \\ L_q^{DC} &= -\frac{\phi_{qDC}(t_0)}{i_{qDC}(t_0)} \\ L_q^{AC} &= \frac{\Psi_{qAC}}{I_{qAC}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (25)$$

ただし、 $K_{fd} = I_{fAC}/I_{dAC}$ である。これらの各インダクタンス相当量の実験における算定結果を表 4 に示す。これらの結果も 5 回の脱調試験における算定値を平均して求めたものである。

(3) 検 討 前項までに得た (22), (24)式の鎖交磁束と電流の関係式は、実際に空けきにおいてトルク伝達に参与している鎖交磁束と電流の関係を表している。これより、従来三相突発短絡試験より得られている過渡時の鎖交磁束と電流の関係¹⁸⁾が、脱調時には各成分の回転子の同期角速度からの滑りに伴う振幅変化と対応することが明らかとなった。これは言い換えると、電気出力の振動で見た瞬間の関係においては、従来の関係式が成立しないことを示している。

次に、(25)式で得た脱調時のインダクタンス相当量の算定値（表 4）を表 1 の供試発電機の過渡インダクタンス値と比較すると、 $L_{df}^{AC} K_{fd} + L_d^{AC}$ が d 軸過渡インダクタンス L_d' と、また L_q^{AC} が q 軸過渡インダクタンス L_q' と対応することが定量的に確かめることができる。これは、従来の過渡特性の表現と (22), (24)式の表現との対応を定量的に裏付けていると考えられる。一方、各直流成分の時定数に関しては、あまり良く対応しているとは言えない。これは、脱調時には三相突発短絡の場合と異なり、発電機と系統側との電力の授受が行われていることによると考えられるが、明らかではない。しかし、これらの結果は、探りコイルを用いて空けき磁束を測定することにより、実負荷時に過渡インダクタンスを測定することができることを示している。

表 4 脱調時のインダクタンス相当量の算定値
Table 4. Estimated results of the equivalent inductances at the state of asynchronization.

係 数	算 定 値	(%)
L_{df}^{DC}	0.08H	37.4
$L_{df}^{AC} K_{fd} + L_d^{AC}$	0.0063H	29.4
L_q^{DC}	0.013H	60.7
L_q^{AC}	0.0152H	71.0
K_{fd}	19.6	

(注) パーセント数値は 6kVA, 220V をベースとしたものである。

以上の検討から、従来の過渡時の特性表現が有している物理的意味が明らかとなった。すなわち、従来同期発電機の瞬時特性として与えられてきた過渡時の特性表現は、回転子側の生成する磁界と電機子側の生成する磁界の滑りに伴って発生する端子量の振幅の振動の表現となっている。この振動は、上述の滑りにより、界磁起磁力に対して電機子反作用起磁力が増減と減減を繰返し、電機子巻線鎖交磁束のうち空けき部においてトルク伝達に関与する成分が増減を繰返すことによって生じる。三相突発短絡時には、電機子側の磁界が短絡と同時に電機子上に停止し⁽³⁾、滑りの速度が回転子の回転速度と一致するため、この滑りに対する過渡特性が瞬時特性と一致することになる。ところが、脱調時には電機子側の起磁力は系統周波数で回転し続けるため、本論文に示したように、滑りに対する過渡特性と瞬時特性は異なることが明らかとなった。この点に関しては、従来あまり重要視されていなかった。これより、従来の特性表現は回転子の滑りに伴う振動に着目すれば、そのまま脱調時においても使用できることが実験的に裏付けられた。

次に、過渡インダクタンスの物理的意味について検討する。従来、同期発電機のインダクタンスとして動作状態ごとに等価回路に基づいて異なる定義が与えられてきた。しかし、この定義には鎖交磁束一定という仮定が置かれており、その物理的実体が明確ではない。本実験結果は、同期インダクタンスと過渡インダクタンスが異なる物理的意味を有することを示しており、定態時から過渡時への変化に伴うインダクタンス値の不連続性を説明するものであると考えられる。すなわち、同期インダクタンスは回転子の回転による鎖交磁束と電流の関係を表しているが、過渡インダクタンスは回転子側の生成する起磁力と電機子反作用起磁力がすべる際の滑り角周波数により鎖交磁束と電流の振幅が変化する関係を表している。この意味で、過渡インダクタンスは、従来の回路理論に基づく回転子の回転によるインダクタンスと異なっており、“二次のオーダのインダクタンス”とも呼ぶべき物理量である。従って、三相突発短絡試験による過渡インダクタンスの算定法は、過渡特性の瞬時特性と起磁力の滑りに対する特性の同一性がうまく利用されていると見ることが出来る。

著者らは、空けき磁束の測定結果から、発電機内部磁束分布の過渡時における挙動は、三相突発短絡時と脱調時で起磁力の滑りに着目すると、非常に類似していることを定性的に示した⁽³⁾⁽⁴⁾。本論文の結果は、それを更に定量的に裏付けたものとなっている。これは、従来の過渡時の特性表現は滑りに着目した表現と見ることににより、現実の内部磁束の過渡挙動と対応することを示している。この結果は、同期発電機の安定度解析を、現実の発電機動作を支配する内部磁束の挙動に基づいて行うための重要な手掛りを与えていると

考えられる。

6. 終りに

本論文は、同期発電機の過渡時の特性表現の物理的意味について、脱調時の空けき磁束の測定に基づいて検討したものである。以下に結果をまとめる。

(1) 探りコイルを用いて脱調現象発生時の電機子巻線鎖交磁束を算出し、脱調発展過程における鎖交磁束と電流の実験式より、実負荷状態における過渡現象に関して特性表現を得、インダクタンスを算定した。本論文で用いた方法は、従来三相突発短絡試験の端子量の解析に用いられている方法を拡張適用したものである。その結果、脱調時の特性表現は、界磁起磁力と電機子反作用起磁力の滑りに着目すると、従来の三相突発短絡時の特性表現と対応することが明らかとなった。ただし、時定数に関しては今後の検討を要する。

(2) 従来の過渡時の特性表現は発電機の瞬時特性として与えられているが、これは三相突発短絡の場合に限られている。界磁起磁力と電機子反作用起磁力の滑り角速度が同期角速度と異なる場合には、従来の特性表現は瞬時特性ではなく、滑りに対する過渡特性を表していることが実験的に明らかとなった。すなわち、三相突発短絡試験による過渡インダクタンスの算定法は、過渡特性と滑りに対する過渡特性の同一性を利用したものであると言える。

(3) 過渡インダクタンスは、上述の滑り角周波数による鎖交磁束と電流の振幅変化の関係を表しており、同期インダクタンスと物理的意味が異なる。この結果は、定態時から過渡時への変化に伴うインダクタンスの不連続性を物理的に説明するものである。

ここに得た結果は、今後、負荷変動などの過渡状態などにおいて更に検討を行えば、同期発電機の過渡安定度の解析を、現実の発電機動作を支配する物理量である磁束の挙動を反映したものに改善する手掛りを与えていると考えられる。

最後に、日ごろ有益な御助言と御指導をいただく、京都大学 松木純也講師、岡田隆夫教授、林 宗明教授に感謝の意を表します。また、終始暖い御支援を賜ります関西大学 平根喜久教授に、この場をかりて感謝いたします。(昭和62年4月30日受付)

文 献

- (1) 上之園・上田・七原・金子：電学論B, 102, 281 (昭57-5)
- (2) 上之園・上田・井上・花井：同上B, 102, 545 (昭57-8)
- (3) 上之園・上田・井上・桜井：同上B, 102, 627 (昭57-9)
- (4) Y. Ueda, T. Hikihara & C. Uenosono: *Ilmenau, DDR*, Oct. 29-Nov. 2 (1984)
- (5) Y. Ueda, T. Hikihara & C. Uenosono: *Mem. Fac. Eng., Kyoto Univ.*, 48, No. 2, 178 (1986)
- (6) 引原・上田・上之園：電学論D, 107, 628 (昭62-5)
- (7) 電学技報(II部), No. 18 (昭47)
- (8) E. W. Kimbark: *Power System Stability*, Vol. 3 (1956) John Wiley & Sons, Inc.