UDC 621.313.322.042.4:621.3.013.1

論文

57-B35

定態時における同期発電機の空げき磁束と それに基づく特性解析

正員 上之園 親 佐 (京都大)

正員 上 田 皖 亮 (京都大)

正員 七 原 俊 也 (京都大)

正員 金 子 和 博 (京都大)

1. はじめに

同期発電機は電力システムの主要な構成要素であり、系統の運用にその動作特性の把握は必須である。今日まで同期発電機に関する実験的研究は多数あるが、これらは発電機の端子からみた研究、すなわち電圧、電流インピーダンスに基づく研究が大部分であって、発電機内部における磁束の状態まで明らかにしたものは少ない。一方、同期発電機の理論的研究も多数行なわれているが、これらの研究においては空げき部の磁束は正弦波状に分布しているなどの仮定に立脚したものがほとんどである。従って、現実の発電機における空げき磁束の実態——空間・時間基本波および高調波の振舞——、ならびに、それらが発電機の特性に及ぼす効果については未知な面が少なくない。

本報告は同期発電機が単独で平衡三相の静止負荷を担った場合の定常状態において、電機子歯頭部に設けたさぐりコイルを用いて空げき磁束が発電機の負荷状態に依存して変化する様子を明らかにし、この結果を基にして発電機の基本的な特性を論じたものである。以下ではまず、空げき磁束密度分布と電機子歯頭部に設けたさぐりコイルの誘起電圧との関係を検討し、空げき磁束の計測に適した電機子の歯を選定する。次に、発電機の負荷状態を変化させたときの空げき磁束密度分布の振舞を明らかにする。最後に、これらの結果を基に同期発電機の基礎的な特性を検討する。

本研究の諸結果は、同期発電機が平衡三相負荷を担った定常状態においては、従来の研究では看過されて来た空げき磁束密度分布の空間・時間高調波成分は発電機の出力やトルク特性にほとんど影響を及ぼしていないことを明らかにしている。

2. 実験の概要

〈2・1〉 供試発電機 実験に用いた同期発電機は図1に示すような4極回転界磁形突極機で、その定格値は容量 6kVA、電圧 220V、電流 15.7A、力率 0.9(遅れ)、回転数 1,800rpm である。電機子巻線は三相、重ね巻、2層巻、分布巻、短節巻、整数スロット巻である。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いる。相間接続は星形である。

図1は供試発電機の断面図で電機子歯頭部および回転子各部に設けたさぐりコイルの配置を示している。本実験機は制動巻線の脱着が可能のように製造されているが、今回の実験はこれを取り外して行なった。

図1 発電機断面とさぐりコイル取付位置

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

Air-gap Flux of a Synchronous Generator at Steady States and Analysis of Characteristics on it. By Chikasa Uenosono, Member, Yoshisuke Ueda, Member, Toshiya Nanahara, Member & Kazuhiro Kaneko, Member (Department of Electrical Engineering, Kyoto University).

上之園親佐: 正員, 京都大学工学部電気系学科

上田皖亮: 正員, 京都大学工学部電気系学科

七原俊也: 正員, 京都大学工学部電気系学科(現, 電力中央研究所)

金子和博: 正員, 京都大学工学部電気系学科

DR: データレコーダー

図 2 実験回路

Fig. 2. An experimental circuit.

SL₁: 電流調整器, SL₂: 力率調整器

図 3 静止負荷結線図

Fig. 3. A connection diagram of static load.

表 1 実験項目と設定条件

実験項目	設定条件				実験ケース
	変化量	内部力率角 $\gamma(^{\circ})$	電機子電流 $I(A)$	界磁電流 $i_f(A)$	端子電圧 $v(V)$
無負荷 平衡三相負荷	界磁電流	—	—	0~5.0	0~250
	内部力率角	-90~90	10.0	3.2	158~272
		77	5~13	3.2	252~296
	負荷電流	2	5~19	3.2	229~278
		-85	5~22	3.2	198~90
	界磁電流	75	10	0.4~4.4	190~243
		3	10	1.0~4.6	168~262
		-84	10	2.0~5.0	116~197

(注) 内部力率角は無負荷時の相電圧(公称誘導起電力)と電機子電流の位相差である。

〈2・2〉 実験回路と実験の設定条件 実験を行なった回路を図2に示す。負荷は図3に示す回路であって、その力率が遅れから進みまで幅広く変えられる静止形である。図中 $r_a (=0.0124\Omega)$ および $r_f (=0.15\Omega)$ は電機子および界磁の電流波形計測用の小抵抗である。

表1に、本研究で行なった実験項目と設定条件を示す。表の設定条件中、例えば 5~13 は変化域を示し、単一の数値は実験中一定に保った値である。

□: さぐりコイル

○: a, □: b, △: c

図 4 各相の導体の配置および空けき位置を表わす変数 ξ と回転子直軸Fig. 4. Disposition of conductors of each phase and variable ξ expressing air-gap location and the direct axis of the rotor.

3. 空けき磁束の測定に適したさぐりコイルの選定

〈3・1〉 空けき磁束密度分布の表現と算定法

発電機を2極機で表わし、軸方向の中心における横断面を図4に示す。空けきの位置を a 相巻線軸を原点として、回転子の回転方向を正とする変数 ξ (rad) で表わす。時間の原点は直軸が a 相巻線軸に一致する時刻とする。このように座標系を定めると発電機構造の対称性から空けき磁束密度分布 $B(\xi, t)$ (wb/m²) を $\xi - \omega t$ の奇数調波として次式で表わすことができる。

$$B(\xi, t) = \sum_{n=1,3,5,\dots} \{ (B_n + B_{nd}) \cos n(\xi - \omega t) + B_{nq} \sin n(\xi - \omega t) \} \quad \dots (1)$$

ここに、 B_n は無負荷時の空けき磁束密度分布を、 B_{nd} および B_{nq} は負荷時の電機子反作用磁束密度分布の直軸成分と横軸成分を表わす。発電機が静止形平衡三相負荷を担ったとき(1)式中の B_n , B_{nd} および B_{nq} は負荷状態、すなわち界磁電流 $i_f(A)$ 、および電機子電流

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

の実効値 $I(A)$ と位相角 $\gamma(\text{rad})$ によって定まる*。この γ は無負荷時の相電圧(公称界磁誘導起電力)と電機子電流の位相差で以後これを内部力率角と呼ぶ。

電機子歯の中心軸を ξ_i とし、その頭部に取りつけたさぐりコイルの誘導起電力を $e_{sc}(\xi_i, t)$ (V)、鎖交磁束を $\phi_{sc}(\xi_i, t)$ (Wb) と表わせば、次式を得る。

$$\int e_{sc}(\xi_i, t) dt = N \phi_{sc}(\xi_i, t) \\ = N r \alpha_m l B(\xi_i, t) \dots\dots (3)$$

ここに、 $N (=3)$ はさぐりコイルの巻数、 $r (=0.1375 \text{ m})$ は電機子内径、 $\alpha_m (=2\pi/36 \text{ rad})$ はスロット角(機械角)、 $l (=0.13 \text{ m})$ は電機子軸長、すなわちさぐりコイルの軸方向の長さを表わしている。

ここで、 $e_{sc}(\xi_i, t)$ を次式のようにフーリエ展開すれば、

$$e_{sc}(\xi_i, t) = \sum_{n=1,3,\dots} \{ E_{nc}(\xi_i) \cos n\omega t + E_{ns}(\xi_i) \sin n\omega t \}$$

但し、

$$E_{nc}(\xi_i) = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} e_{sc}(\xi_i, t) \cos n\omega t dt$$

$$E_{ns}(\xi_i) = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} e_{sc}(\xi_i, t) \sin n\omega t dt$$

..... (4)

$B_n + B_{nd}$ および B_{nq} は(1)、(3)および(4)式から容易に導かれる。すなわち、

$$B_n + B_{nd} = \frac{1}{n\omega N r \alpha_m l} \{ E_{nc}(\xi_i) \sin n\xi_i - E_{ns}(\xi_i) \cos n\xi_i \}$$

$$B_{nq} = \frac{-1}{n\omega N r \alpha_m l} \{ E_{nc}(\xi_i) \cos n\xi_i + E_{ns}(\xi_i) \sin n\xi_i \}$$

..... (5)

$n=1, 3, 5, \dots$

(5)式第1式が示すように、さぐりコイルの誘起電圧からは $B_n + B_{nd}$ が算定される。これを界磁成分 B_n と電機子反作用成分 B_{nd} に分離するには、 B_n として同一界磁電流値に対する無負荷時の値を用いることにする。

〈3.2〉 無負荷時の測定結果 図5は表1ケースIの場合の空けき磁束密度分布を示している。この無負荷特性は図4の何れのさぐりコイルを用いても同じ結果が得られる。図中曲線 B_1 は空けき磁束密度分布の基本波で、界磁電流の増と減とで異なるのは鉄心のヒステリシスによる効果である。 B_3 と B_5 は第3およ

図5 無負荷時の空けき磁束密度分布
Fig. 5. No-load air-gap flux density distribution.

び第5調波であり、鉄心のヒステリシスの影響は微小なため図には現れていない。実験結果はすべての i_f に対して B_1, B_3 および B_5 の比は $B_1 : B_3 : B_5 = 1.00 : -0.18 : 0.02$ で一定であった。これは本実験機では、無負荷時の空けき磁束密度分布は界磁極の形状にのみ依存し、界磁鉄心部における磁気飽和の影響を受けないことを意味している。

〈3.3〉 負荷時の測定結果 図6は表1実験ケースII-aの場合の空けき磁束密度分布の電機子反作用空間・時間基本波成分を示している。図中○印はさぐりコイル No.1 ($\xi_1 = 130^\circ$)、△印は No.2 ($\xi_2 = 150^\circ$)、

図6 空けき磁束密度分布の電機子反作用空間・時間基本波成分

Fig. 6. Armature-reaction, space and time fundamental components of air-gap flux density distribution.

*: 本研究で行なった一連の実験項目において、電機子電流の調波解析を試みたが高調波成分は殆んど含まれていなかったため負荷電流を(2)式で表わす。また(2)式の負号については〈5.1〉節を参照されたい。

□印は No. 3 ($\xi_3=170^\circ$) による測定結果である。 B_1 は $B_1=0.278$ であった。図 6 に見るように○印と□印に対して△印が特に大きく異なっている。△印はさぐりコイル No. 2 による結果であり、このさぐりコイルの巻かれている電機子歯の両側の溝には図 4 に示したように、何れも同相の導体が入っている。しかし、さぐりコイル No. 1 および No. 3 では片側の溝には異なる相の導体が入っている。従って、さぐりコイルの位置による空けき磁束密度分布電機子反作用成分の測定結果の相異は電機子巻線の構造によるものと考えられる。

〈3.4〉 空けき磁束密度分布の改良した表現と算定法

前節の問題点を解明するために、電機子反作用起磁力分布について考える。 a 相巻線に 1A の直流を流したときの起磁力分布 $f_a(\xi)$ は、巻線構造から図 7 に示す波形で与えられ、これを次式で表わすことにする⁽¹⁾。

$$\left. \begin{aligned} f_a(\xi) &= - \sum_{n=1,3,5,\dots} a_n \cos n\xi \\ a_n &= \frac{4M}{n\pi} \left(\sin \frac{n\pi}{3} + 2 \sin \frac{4n\pi}{9} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

巻線構造の 120° 対称性から b 相および c 相に対しては

$$\left. \begin{aligned} f_b(\xi) &= f_a(\xi - 2\pi/3) \\ f_c(\xi) &= f_a(\xi - 4\pi/3) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

が成り立つので、(2)式の電流が電機子巻線に流れたときの空けきに沿う起磁力分布 $mmf(\xi, t)$ (A) は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} mmf(\xi, t) &= f_a(\xi) i_a + f_b(\xi) i_b + f_c(\xi) i_c \\ &= -\frac{3}{2} \sqrt{2} I \{ a_1 \sin(\xi - \omega t - \gamma) \\ &\quad - a_5 \sin(5\xi + \omega t + \gamma) \\ &\quad + a_7 \sin(7\xi - \omega t - \gamma) + \dots \} \dots\dots (8) \end{aligned}$$

(8)式右辺第 1 項は、界磁極と共に回転する成分を

図 7 a 相巻線に 1A の直流を流したときの起磁力分布波形

Fig. 7. Waveform of mmf of phase a winding for direct current 1A.

表わしている。第 2 項は、空間 5 倍高調波で回転子の $1/5$ の速さで回転子とは逆の方向へ、第 3 項は空間 7 倍高調波で $1/7$ の速さで同じ方向へ進行する成分を表わしている。また、これらの成分はいずれも時間基本波である。

ここで、(1)式の表現について考えよう。(1)式の各項は回転子上に静止した成分を表わしている。従って(1)式は界磁起磁力と(8)式右辺第 1 項の電機子反作用起磁力による成分のみを表わしており、(8)式第 2 および 3 項に関連する成分は表わしていない。この点を考慮して空けき磁束密度分布の改良した表現式として次式を導入する。

$$\begin{aligned} B(\xi, t) &= \sum_{n=1,3,5,\dots} \{ (B_n + B_{nd}) \cos n(\xi - \omega t) \\ &\quad + B_{nq} \sin n(\xi - \omega t) \} \\ &\quad + B_{5c} \cos(5\xi + \omega t) + B_{5s} \sin(5\xi + \omega t) \\ &\quad + B_{7c} \cos(7\xi - \omega t) + B_{7s} \sin(7\xi - \omega t) \\ &\quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

(4)式および(9)式を(3)式に代入し、両辺の時間基本波成分を相等しいと置くことにより次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} &(B_1 + B_{1d}) \cos \xi_i + B_{1q} \sin \xi_i + B_{5c} \cos 5\xi_i \\ &\quad + B_{5s} \sin 5\xi_i + B_{7c} \cos 7\xi_i + B_{7s} \sin 7\xi_i \\ &= \frac{-E_{1s}(\xi_i)}{\omega N r \alpha_m l} \\ &(B_1 + B_{1d}) \sin \xi_i - B_{1q} \cos \xi_i - B_{5c} \sin 5\xi_i \\ &\quad + B_{5s} \cos 5\xi_i + B_{7c} \sin 7\xi_i - B_{7s} \cos 7\xi_i \\ &= \frac{E_{1c}(\xi_i)}{\omega N r \alpha_m l} \\ &\dots\dots\dots (10) \end{aligned} \right\}$$

(10)式は $(B_1 + B_{1d})$, B_{1q} , B_{5c} , B_{5s} , B_{7c} および B_{7s} を未知数とする連立方程式である。式の数は一対であるがこれは一本のさぐりコイルから得られる関係式で 3 本の互いに隣り合うさぐりコイルから導いた計 6 個の方程式を連立して解くことによりすべての未知数を算定することができる(付録参照)。

〈3.5〉 改良した方法による測定結果 図 6 中の実線はさぐりコイル No. 1 ($\xi_1=130^\circ$), No. 2 ($\xi_2=150^\circ$) および No. 3 ($\xi_3=170^\circ$) を用いて算定した B_{1d} および B_{1q} を示している。 $B_1 + B_{1d}$ から B_{1d} の分離は前述の様に B_1 として無負荷時の値を用いて行なった。図 8 は B_{5c} , B_{5s} , B_{7c} および B_{7s} の測定結果を示している。

〈3.6〉 検 討 ここでは本章に得た諸結果を検討する。

(1) 空けき磁束密度分布の直軸成分 $B_n + B_{nd}$ を

図 8 空けき磁束密度分布に含まれる空間 5 倍, 7 倍・時間基本波成分

Fig. 8. Space 5th and 7th harmonic time fundamental components of air-gap flux density distribution.

界磁成分 B_n と電機子反作用成分 B_{nd} に分離するに際して, B_n として無負荷時の値を採用した。図 6 に見るように測定結果は, $\gamma=0$ のとき $B_{1d} \approx 0$ であることを考えれば, この分離法は本実験機に対しては妥当であると判断される。なお, この項に関しては〈4・2〉節(2)項をも参照されたい。

(2) 空けき磁束密度分布の空間時間基本波成分は互いに隣り合う 3 本の歯に設けたさぐりコイルを用いて算定することができる。測定に際して互いに隣り合う歯のさぐりコイルを用いることは必ずしも必要でないが, 供試機の場合は電気角で 60° 離れたさぐりコイルは同じ関係式となることに注意せねばならない。

(3) 図 6 の結果は, 1 個のさぐりコイルを用いて空けき磁束密度分布の空間・時間基本波成分を測定するときは, さぐりコイル No. 2 を避け, No. 1 あるいは No. 3 を用いるのが良いことを示している。

(4) 図 6 および図 8 の結果から次の実験式が導かれる。

$$B_{1d} = b_{1d} \sin \gamma, \quad B_{1q} = -b_{1q} \cos \gamma \quad \dots (11)$$

$$\left. \begin{aligned} B_{5c} &= b_{5c} \sin \gamma, \quad B_{5s} = b_{5s} \cos \gamma \\ B_{7c} &= b_{7c} \sin \gamma, \quad B_{7s} = -b_{7s} \cos \gamma \end{aligned} \right\} \quad \dots (12)$$

上式中の係数 b 's は界磁電流 i_f および電機子電流 I の値によって定まる。また, (11) 式においては

$$b_{1d} \approx b_{1q} \quad \dots (13)$$

であるが, (12) 式においては

$$b_{5c} = b_{5s}, \quad b_{7c} = b_{7s} \quad \dots (14)$$

が成り立っている。

(5) 本実験に用いた発電機に対しては, 空けき磁束密度分布の改良した表現として(9)式を導入した。

一般の機械に対して空けき磁束密度分布を正確に議論する場合は, その機械の巻線方式に依存する補正項を(1)式に付加して〈3・4〉節に述べた方法を適用すれば良い。

4. 平衡三相負荷時の空けき磁束密度分布

〈4・1〉 実験結果 ここでは発電機の負荷状態を広範囲にわたって変化させたときの空けき磁束密度分布の振る舞いを, さぐりコイル No. 1 ($\xi_1 = 130^\circ$) を用いて〈3・1〉節に従って概観する。

図 9, 図 10 および図 11 は表 1 ケース II-a, II-b および II-c に示した設定条件下における空けき磁束密度分布の電機子反作用成分を表わしている。

〈4・2〉 検 討

(1) 図 9 の結果から次の実験式が導かれる。

$$B_{3d} = b_{3d} \sin \gamma, \quad B_{3q} = -b_{3q} \cos \gamma \quad \dots (15)$$

なお, 図には示さなかったが, B_{5d}, B_{5q} についても

$$B_{5d} = -b_{5d} \sin \gamma, \quad B_{5q} = b_{5q} \cos \gamma \quad \dots (16)$$

が成立する。なお, b_{5d}, b_{5q} は b_{1d}, b_{1q} の 1 割弱の値であった。これらの成分に対しては(13)式と同様に次式が成立する。

$$b_{nd} \approx b_{nq} \quad (n=3, 5) \quad \dots (17)$$

(13) および(17)式は, 回転子上に静止する成分でありこれらが等式とならないのは回転子が突極であることに由来する。一方(14)式は回転子上には静止しない成分であり, そのために突極性による効果は現れないものと考えられる。

図 9 γ を変化させた場合の空けき磁束密度分布の電機子反作用分 (実験ケース: II-a)

Fig. 9. Armature-reaction components of air-gap flux density distribution obtained by varying γ (case: II-a).

図 10 I を変化させた場合の空けき磁束密度分布の電機子反作用分 (実験ケース: II-b)

Fig. 10. Armature-reaction components of air-gap flux density distribution obtained by varying I (case: II-b).

図 11 i_f を変化させた場合の空けき磁束密度分布の電機子反作用分 (実験ケース: II-c)

Fig. 11. Armature-reaction components of air-gap flux density distribution obtained by varying i_f (case: II-c).

(2) 図 10 の結果は B_{nd} および $B_{nq}(n=1,3)$ は何れも電機子電流に比例することを示している。この事実も〈3・6〉節の(1)に述べた界磁成分と電機子反作用成分を分離する仮定の妥当性を裏付けている。

(3) 図 11 の結果は、 B_{nd} は界磁電流 i_f 、すなわち界磁鉄心の飽和の影響を受けるが、 B_{nq} は i_f に依存しないことを示している。

5. 空けき磁束密度分布に基づく特性解析

ここでは、上に得た空けき磁束密度分布を基に定態時における同期発電機の基礎的な特性を検討する。

〈5・1〉 内部誘導起電力 内部誘導起電力を導くに際して、まず a 相巻線の磁束鎖交数 $\psi_a(t)$ (Wb) を算定する。これは図 12 に示した a 相巻線図上で(9)式の $B(\xi, t)$ を積分することにより求められる。

$$\begin{aligned} \psi_a(t) &= 2(\text{極対}) \times 8(\text{直列素導体数}) \\ &\times \sum_{m=0,1,2} \int_0^l d\xi \\ &\times \int_{-(\pi/2)-(m-1)\alpha+(\alpha/l)\xi}^{(\pi/2)-m\alpha+(\alpha/l)\xi} B(\xi, t) r d\xi \\ &= \sum_{n=1,3,5,\dots} K_n \{ (B_n + B_{nd}) \cos n\omega t \\ &\quad - B_{nq} \sin n\omega t \} + (K_5 B_{5c} + K_7 B_{7c}) \\ &\quad \times \cos \omega t + (K_5 B_{5s} - K_7 B_{7s}) \sin \omega t \end{aligned}$$

図 12 a 相巻線図

Fig. 12. Diagram of the phase a winding.

ここに、

$$\begin{aligned} K_n &= 32 r l \frac{\sin(n\pi/2)(\sin n\alpha + \sin 2n\alpha)}{n^2 \alpha} \\ \alpha &= \frac{\pi}{9} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (18)$$

これより a 相巻線の内部誘導起電力 $e_a(t)$ (V) が導かれる。

$$e_a(t) = \frac{d\psi_a(t)}{dt}$$

$$\begin{aligned}
 &= - \sum_{n=1,3,5,\dots} n \omega K_n \{ (B_n + B_{nd}) \\
 &\quad \times \sin n \omega t + B_{nq} \cos n \omega t \} \\
 &\quad - \omega (K_5 B_{5c} + K_7 B_{7c}) \sin \omega t \\
 &\quad + \omega (K_5 B_{5s} - K_7 B_{7s}) \cos \omega t \dots (19)
 \end{aligned}$$

〈5.2〉 出力およびトルク 発電機の出力 $P(W)$ は (19) 式の内部誘導起電力と (2) 式の電機電子流などから容易に導かれる。すなわち、

$$\begin{aligned}
 P &= e_a i_a + e_b i_b + e_c i_c \\
 &= \frac{3}{2} \sqrt{2} \omega K_1 I \{ (B_1 + B_{1d}) \cos \gamma \\
 &\quad + B_{1q} \sin \gamma \} + \frac{15}{2} \sqrt{2} \omega K_5 I \\
 &\quad \times \{ -(B_5 + B_{5d}) \cos (6\omega t + \gamma) \\
 &\quad + B_{5q} \sin (6\omega t + \gamma) \} + \frac{21}{2} \sqrt{2} \omega K_7 I \\
 &\quad \times \{ (B_7 + B_{7d}) \cos (6\omega t - \gamma) \\
 &\quad - B_{7q} \sin (6\omega t - \gamma) \} + \frac{3}{2} \sqrt{2} \omega I \\
 &\quad \times \{ (K_5 B_{5c} + K_7 B_{7c}) \cos \gamma \\
 &\quad - (K_5 B_{5s} - K_7 B_{7s}) \sin \gamma \} \dots \dots \dots (20)
 \end{aligned}$$

(20) 式の出力は発電機への機械入力電力に変換されたものを表わしており、これより発電機内部における、電氣的損失を減じたものが実際の出力となる。図 13 は実験ケース II-a において実測した発電機出力と (20) 式右辺第 1 項のみを用いて算定した出力を示している。

次に、電機子反作用により回転子に働くトルクを導くために、空けきに沿う電機子電流の密度分布について考える。図 14 は a 相巻線に 1A の電流が流れたときの電流密度分布 $\sigma_a(\xi)$ を表わしている。図中縦軸の $8/\alpha$ は 1 スロット中の 1 層導体に流れる電流の密度 (= 直列素導体数 / 1 スロット角) である。 $\sigma_a(\xi)$ を次式のようにフーリエ展開する。

$$\left. \begin{aligned}
 \sigma_a(\xi) &= - \sum_{n=1,3,\dots} \sigma_n \sin n \xi \\
 \text{ここに、} \\
 \sigma_n &= \frac{32}{n \alpha \pi} \sin \frac{n \pi}{2} (\sin n \alpha + \sin 2 n \alpha)
 \end{aligned} \right\} \dots (21)$$

発電機の巻線構造から、 $\sigma_a(\xi) = \sigma_a(\xi - 2\pi/3)$ 、 $\sigma_c(\xi) = \sigma_a(\xi - 4\pi/3)$ が成り立つので、これらの式と (2) 式から空けきに沿う電機子電流の密度分布 $\sigma(\xi, t)$ (A/rad) として次式を得る。

$$\begin{aligned}
 \sigma(\xi, t) &= \sigma_a(\xi) i_a + \sigma_b(\xi) i_b + \sigma_c(\xi) i_c \\
 &= \frac{3}{2} \sqrt{2} \sigma_1 I \cos (\xi - \omega t - \gamma)
 \end{aligned}$$

図 13 発電機出力特性 (実験ケース: II-a)

Fig. 13. Out-put characteristic of the generator (case II-a).

図 14 a 相巻線に 1A の直流を流したときの電流密度分布波形

Fig. 14. Waveform of current density distribution of phase a winding for direct current 1A.

$$\begin{aligned}
 &- \frac{3}{2} \sqrt{2} \sigma_5 I \cos (5 \xi + \omega t + \gamma) \\
 &+ \frac{3}{2} \sqrt{2} \sigma_7 I \cos (7 \xi - \omega t - \gamma) \\
 &\dots \dots \dots (22)
 \end{aligned}$$

空けき部の磁束密度分布 (9) 式と電流密度分布 (22) 式を用いれば、電機子周辺に作用するトルク $T(N \cdot m)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 T &= r \int_0^{2\pi} B(\xi, t) l \sigma(\xi, t) d\xi \\
 &= \frac{3}{2} \sqrt{2} \pi r l \sigma_1 I \{ (B_1 + B_{1d}) \cos \gamma \\
 &\quad + B_{1q} \sin \gamma \} + \frac{3}{2} \sqrt{2} \pi r l \sigma_5 I \\
 &\quad \times \{ -(B_5 + B_{5d}) \cos (6\omega t + \gamma) \\
 &\quad + B_{5q} \sin (6\omega t + \gamma) \} + \frac{3}{2} \sqrt{2} \pi r l \sigma_7 I \\
 &\quad \times \{ (B_7 + B_{7d}) \cos (6\omega t - \gamma) \\
 &\quad - B_{7q} \sin (6\omega t - \gamma) \} + \frac{3}{2} \sqrt{2} \pi r l I \\
 &\quad \times \{ -(\sigma_5 B_{5c} - \sigma_7 B_{7c}) \cos \gamma \\
 &\quad + (\sigma_5 B_{5s} + \sigma_7 B_{7s}) \sin \gamma \} \dots \dots \dots (23)
 \end{aligned}$$

(23) 式は電機子周辺に作用するトルクであるが、これに等しい、トルクが回転子に反作用として働いてい

る。

〈5・3〉 検 討

(1) (18)式の K_n は次のように表わされる。

$$K_n = \frac{96rl \sin(n\pi/2)}{n} \cdot \cos \frac{n\alpha}{2} \cdot \frac{\sin(3n\alpha/2)}{3 \sin(n\alpha/2)} \\ \times \frac{2 \sin(n\alpha/2)}{n\alpha} \dots\dots\dots (24)$$

(24)式右辺第2, 3および4の因子はそれぞれ, 短節巻, 分布巻および斜めスロット係数を表わしている。

(2) (19)式は回転子と共に回転する空げき磁束密度分布の高調波成分は誘導起電力の波形をひずませるが回転子上に静止しない時間基本波成分は波形をひずませないことを示している。

(3) (20)式は, 回転子と共に回転する空げき磁束密度分布のうち第5および第7調波成分は, 出力に第6調波の脈動をもたらすことを示している。この間の事情は(23)式のトルクについても同じである。

また, (20)および(23)式右辺の末項は回転子上に静止しない空間高調波・時間基本波成分に由来するが, これらはいずれも(12)および(14)式を考慮すれば消滅し, 出力およびトルクに影響を及ぼしていないことがわかる。

(4) (18)式の K_n と(21)式の σ_n は次式で関係付けられる。

$$nK_n = \pi r l \sigma_n \dots\dots\dots (25)$$

この関係を考慮すれば, (20)および(23)式から周知の関係式

$$P = \omega T \dots\dots\dots (26)$$

が導かれる。

空げき磁束密度分布に含まれる各成分の概略値および次式

$$\left. \begin{aligned} K_3/K_1 &= -0.195 \\ K_5/K_1 &= 0.026 \\ K_7/K_1 &= 0.007 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (27)$$

は定態時の出力およびトルクに含まれる脈動分を無視しうることを示している。

6. む す び

本研究は静止形平衡三相負荷を担った同期発電機の空げき磁束密度分布を電機子歯頭部に設けたさぐりコイルを用いて明らかにし, これを基にして発電機の基

本的な特性を検討したものである。本研究に得た成果を以下に要約する。

(1) 定態時における同期発電機の空げき磁束密度分布は, 電機子の複数本の歯に設けたさぐりコイルを用いれば正しく計測されることを示した。しかし, さぐりコイルを設置する電機子の歯を電機子巻線の構造を考慮して選定すれば, 1個のさぐりコイルを用いても十分な精度でこれを推定しうることも明らかになった。

(2) 同期発電機の空げき磁束密度分布に含まれる各成分が, 発電機の負荷状態に依存して変化する様子を系統的に明らかにした。

(3) 定態時における同期発電機の主要な特性は, 空げき磁束密度分布の空間・時間基本波成分によって決定されていることを明らかにした。従来の同期発電機の解析では, 空間・時間高調波を無視した議論が行なわれているが, 本研究はそのような取り扱いの許容されることを裏付けている。

(昭和56年3月30日受付, 同56年10月5日再受付)

文 献

- (1) E. Arnold: *Die Wechselstromtechnik*, IV, 20 (1913)

付 録

(10)式の検討 さぐりコイル No.1 ($\xi_1=130^\circ$), No.2 ($\xi_2=150^\circ$) および No.3 ($\xi_3=170^\circ$) に対する(10)式から次式が導かれる。

$$B_1 + B_{1d} = \frac{1}{3\omega N r \alpha_{mi}} \{ E_{1c}(130^\circ) \sin 130^\circ \\ - E_{1s}(130^\circ) \cos 130^\circ + E_{1c}(150^\circ) \sin 150^\circ \\ - E_{1s}(150^\circ) \cos 150^\circ + E_{1c}(170^\circ) \sin 170^\circ \\ - E_{1s}(170^\circ) \cos 170^\circ \}$$

$$B_{1q} = \frac{-1}{3\omega N r \alpha_{mi}} \{ E_{1c}(130^\circ) \cos 130^\circ \\ + E_{1s}(130^\circ) \sin 130^\circ + E_{1c}(150^\circ) \cos 150^\circ \\ + E_{1s}(150^\circ) \sin 150^\circ + E_{1c}(170^\circ) \cos 170^\circ \\ + E_{1s}(170^\circ) \sin 170^\circ \}$$

上式は, さぐりコイル No.1, No.2 および No.3 を単独で用いたときの結果——(5)式——を単純に平均したものが空げき磁束密度分布の空間・時間基本波成分に一致することを示している。