三相同期発電機の新しい自己励磁法

正 員 深 見 正 (金沢工大)
 正 員 高 香 滋 (金沢高専)
 正 員 宮 本 紀 男 (金沢工大)
 正 員 柴 田 福 夫 (金沢工大)

A New Self-Excitation Scheme for Three-Phase Synchronous Generators

Tadashi Fukami, Member (Kanazawa Institute of Technology), Koji Taka, Member (Kanazawa Technical College), Toshio Miyamoto, Member, Fukuo Shibata, Member (Kanazawa Institute of Technology)

For three-phase synchronous generators, a new self-excitation scheme has been developed. The generator employed this scheme behaves as a flat-compound machine without any automatic voltage regulators. The stator of the generator is provided with an armature winding which generates the fundamental and 2nd-harmonic mmfs. The rotor is equipped with a field winding and a harmonic winding. The harmonic winding is magnetically coupled to the 2nd-harmonic mmf produced by the armature winding. Making the current flow in the stator armature winding by way of a three-phase set of capacitors connected across its three-phase terminals, the ac voltage is induced in the rotor harmonic winding due to the armature 2nd-harmonic mmf. By connecting the harmonic winding to the field winding through a rectifier circuit, self-excitation of the generator is obtained. This excitation scheme is both self-excited and brushless, and no exciter is required. Additionally, the voltage regulation due to the load variation can be improved by connecting the capacitors of suitable value.

In this paper the operating principle and circuit configuration of the generator are explained, and the experimental results using a 1 kVA prototype machine are shown. Then, the generator characteristics are theoretically clarified by approximate analysis, and appropriateness of the theory and the usefulness of the proposed scheme are experimentally confirmed.

キーワード：三相同期発電機，自己励磁法，電機子反作用，第2空間高調波

1. ま え が き

三相同期発電機は，一般に自己の発生電力の一部を利用して界磁を自己励磁する。このため発電機自体では，界磁電流は出力電圧に比例した分巻励磁成分だけとなり，負荷電流に比例した直巻励磁成分は得られない。したがって，自励複巻発電機を構成して一定電圧の平復巻特性を得るには，発電機の外部に自動電圧調整器(AVR)などの界磁調整装置を必要とする。また，保守性の向上を狙ったブラシレス励磁方式では，回転軸に交流励磁機を必要とし，構成が一層大型化して小容量機の場合不利である。このため，発電装置の軽量・コンパクト化を目的に，励磁機の不要なブラシレス自励複巻三相同期発電機の開発が進められている^{(1)~(5)}。

励磁機を使わずに界磁をブラシレスで励磁するには，界磁の励磁電圧を固定子側から電磁誘導する必要がある。電

磁誘導は固定子の回転磁界に異種の磁界を重畳させることで実現でき，これまで以下の方式が提案されている。

(1) 固定子に励磁巻線⁽¹⁾⁽²⁾⁽⁴⁾または極数切換形電機子巻線⁽³⁾を設け，固定子回転磁界に静止磁界あるいは空間高調波磁界を重畳する方式^{(1)~(4)}

(2) 故意に三相不平衡にし，このときに発生する逆相分回転磁界を利用する方式⁽¹⁾

(3) 電機子巻線を集中・全節巻に準じて配列し，これがつくる電機子反作用磁界の第5空間高調波成分を利用する方式⁽⁵⁾

特に上記(3)の方式⁽⁵⁾は，これまで開発された(1)，(2)の方式^{(1)~(4)}に比べ，構成が簡単で，負荷電流に比例した電機子反作用磁界を直接励磁に利用するため界磁の直巻励磁成分が容易に得られ，特性も良好である。しかし，電機子反作用磁界に寄生する第5空間高調波成分から励磁電力を抽出するため，電機子巻線の分布数が多く採れな

い。また、第5空間高調波成分は基本的に小さく、固定子励磁電流が大きくなるなど検討課題もある。このため、電機子鉄心の利用率と励磁効率の向上を期して、より小さな次数の空間高調波の利用が望まれる。

そこで著者らは、これらの問題点を改善するために、電機子反作用磁界に故意に“第2空間高調波”を発生させ、これを利用して回転子に内蔵した高調波巻線から界磁電流の分巻および直巻励磁成分を得る新しい自己励磁法を開発した。この方式による自励三相同期発電機は、負荷の増加とともに電機子反作用磁界の第2空間高調波成分も増大し、界磁電流がこれに即応するので、負荷変化に対し複巻特性を示す。したがって、発電機の回路パラメータを適当に選定すれば出力電圧は平復巻特性を示して、AVRなしで定電圧特性を得ることができる。また、高調波巻線から得られる界磁電流を回転子の軸上で整流すれば、発電機を励磁機なしでブラシレス構造にできる。

本論文では、まず提案の自己励磁法の原理について述べ、これを適用した三相発電機の基本構造、自励発電のための回路構成とその動作について説明する。次に近似解析により発電機の励磁特性を理論的に考察するとともに、1kVA 試作機による実験結果を報告する。

2. 第2空間高調波の発生原理

電機子反作用磁界の第2空間高調波を発生させるには、図1(a)～(c)に示すように発電機の空隙中に基本波と第2空間高調波の合成磁界が発生するように三相電機子コイルを配置すればよい。

図1(d)に基本的な三相コイルの配置図を示す。(d)図

図1 第2空間高調波の発生原理
Fig. 1. Principle of the 2nd harmonic mmf generation.

のように各相のコイルピッチを $2\pi/3$ に選び二層巻して三相星形接続する。このように配列した三相電機子コイルに、図のような方向に三相電流が流れると、空隙中に実線で示す矩形波状の合成磁界が形成される。(d)図のコイルをさらに分布巻にすれば、その合成磁界は、同図(c)の合成波磁界に近似させることができる。したがって、図(d)のように三相電機子コイルを配置しておけば、空隙中に基本波と第2空間高調波磁界が同時に形成できる。5章で後述するように、コイルの分布数を適当に選定すれば、空隙中の電機子反作用磁界は基本波と第2空間高調波成分がその主成分となり、他の高調波磁界は無視できる。

なお、コイルピッチを図1(d)のように $2\pi/3$ とするのは、三相コイルが二層巻で、かつ簡単に電機子スロット内に配置できるからである。

3. 発電機の構造と回路

〈3・1〉 構造 図2に提案の自己励磁法による三相同期発電機の基本モデルを示す。図2は構成原理を簡単に説明するため、2極機モデルを例示し、各巻線は集中巻で示している。実際には、分布巻し、空隙中に不必要な高調波磁界が発生しないようにする。

本発電機は、図2のように固定子に三相電機子巻線 W_a を施し、回転子には界磁巻線 W_f と三相高調波巻線 W_h を施す。電機子巻線 W_a は、前章で述べたように電機子反作用磁界に故意に第2空間高調波が発生するように、 $2/3$ 短節巻のコイル3個を、各々電気角で 120° ずつ隔てて配列し、二層巻にする。回転子の高調波巻線 W_h は、電機子反作用磁界の第2空間高調波と磁気結合をなすように電機子巻線 W_a の2倍の極数で構成する。さらに、この巻線 W_h は、三相巻線とし、電機子反作用磁界の第2空間高調波を効果的に吸収して電機子巻線に不必要な高調波電圧が誘導しないようにする。

本発電機は、基本的に図2のモデルに準じて構成すればよいが、図1(c)の合成磁界から明らかなように、第2空間高調波を発生させるには、電機子巻線がつくる空隙磁界を磁極一対分に対して非対称にせねばならない。このた

図2 発電機の基本モデル
Fig. 2. Elementary 3-phase generator for new self-excitation scheme.

図 3 発電機の回路構成

Fig. 3. Circuit diagram for self-excitation of the generator.

め、実際には、回転軸に対する径方向電磁力の対称性、振動を考慮して4極機以上で構成する。しかし、電気的特性を考察するには2極機モデルを考えればよく、以下の原理説明と理論考察は、図2のモデルにより行う。

〈3・2〉 回路 図3に自励発電のための回路構成を示す。電機子巻線 W_a の三相端子には負荷と並列に三相平衡コンデンサ C を接続する。高調波巻線 W_h は三相全波整流回路 D を通して界磁巻線 W_f と接続する。したがって、整流回路 D を回転子の軸上に設ければ、励磁機なしでブラシレス方式でできる。

4. 動作原理

〈4・1〉 自己励磁の原理 図2の電機子巻線を例に採り、提案の自己励磁法の原理を説明する。

電機子電流の正方向を図2の方向とし、図4に示す三相電流 i_{au} , i_{av} , i_{aw} を電機子巻線 W_a に流すと、空隙中に図5に示す電機子反作用磁界 B_a が発生する。ただし、図2の θ は回転角、図2および図4の ω は電機子誘導起電力の電気角周波数、 ζ は電機子誘導起電力と電機子相電流との間の位相差をそれぞれ表す。また、図2および図5は、U相電機子巻線軸を空間の原点に選び、空隙に沿った反時計方向の距離を x 、U相電機子巻線軸と界磁巻線軸が一致する時刻を時間 t の原点とした場合を示す。

電機子反作用磁界 B_a は、図5(a)~(c)に示されるように、その主成分は互いに反対方向に回転する基本波磁界 B_{a1} と第2空間高調波磁界 B_{a2} になる。このうち基本波磁界 B_{a1} は、界磁巻線 W_f を有する回転子と同方向に同じ角速度 ω で回転するので、普通の三相同期発電機の場合の回転磁界と同一の作用をする。一方、第2空間高調波磁界 B_{a2} は図5のように回転子と反対方向に B_{a1} の1/2の角速度で回転する回転磁界となる。このため、回転子の高調波巻線 W_h を3倍の同期角速度 3ω で切ることになる。したがって、高調波巻線 W_h には電機子電流に比例した3倍周波数の起電力が誘導する。よって、この誘導起電力を整流器で全波整流して界磁巻線 W_f に供給すれば、簡単に界磁の自己励磁が得られる。

〈4・2〉 電圧確立 回転子を回転させると、界磁の残留磁気と外部からの始動操作⁽⁶⁾により電機子巻線 W_a に起

図 4 三相電機子電流

Fig. 4. Instantaneous three-phase armature currents.

図 5 電機子反作用磁界

Fig. 5. Developed diagram showing the armature reaction components of air-gap flux distribution.

電力が誘導し、コンデンサ C を通して電機子巻線 W_a に三相電流 i_{au} , i_{av} , i_{aw} が流れる(図3では i_{au} のみ表示)。この電流による電機子反作用磁界の第2空間高調波成分によって、これと磁気結合をなす回転子の高調波巻線 W_h に三相起電力 e_{ab} , e_{bc} , e_{ca} が誘導する(図3では e_{ab} のみ表示)。この誘導起電力は整流回路 D で全波整流され、界磁巻線 W_h に直流電流 i_f を流し界磁磁束を増大する。本発電機は、このような一連の作用によって界磁の自励効果が増し、発電機の飽和特性とコンデンサ C の充電特性により決まる電圧値まで端子電圧が上昇し、電機子巻線に電圧が確立する。

5. 特性の理論的考察

ここでは、提案方式による自励三相同期発電機の励磁特

性を理論的に考察する。解析を容易にするため、固定子および回転子鉄心の磁気抵抗を無視し、スロットによる磁束の脈動はないものと仮定する⁽⁵⁾。

〈5・1〉 電機子反作用磁界 電機子巻線一相のコイル分布数を q とし、空隙中に発生する電機子反作用磁界 B_a をフーリエ級数に展開すると次式で表わされる⁽⁷⁾。

$$\begin{aligned} B_a &= B_{a1} + B_{a2} + B_{a4} + B_{a5} + \dots \\ &= B_{1m} \sin(\omega t - \sigma x - \zeta) \\ &\quad + B_{2m} \sin(\omega t + 2\sigma x - \zeta) \\ &\quad + B_{4m} \sin(\omega t - 4\sigma x - \zeta) \\ &\quad + B_{5m} \sin(\omega t + 5\sigma x - \zeta) \\ &\quad + \dots \dots \dots (1) \end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{aligned} B_{nm} &= \frac{3\sqrt{2}}{\pi n} \frac{k_{wn}\mu_0 q N_a I_a}{g} \\ k_{wn} &= \frac{\sin(nq\beta\pi/2\tau)}{q\sin(n\beta\pi/2\tau)} \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{3}\right) \end{aligned}$$

ここで、 $n=1, 2, 4, 5 \dots$ (3の倍数以外の整数)、 n : 電機子反作用磁界の各調波の次数、 $\sigma: \pi/\tau$ 、 τ : 磁極ピッチ、 k_{wn} : 電機子巻線の巻線係数、 μ_0 : 空気中の透磁率、 N_a : 電機子コイル1個の巻数、 I_a : 電機子電流の実効値、 g : 空隙長、 β : スロットピッチ。

(1)式を用いて、電機子コイルの分布数 q と空隙中の電機子反作用磁界の高調波成分との関係について考察する。極数とスロット数の選定によって高調波成分の発生割合は種々変化するが、ここでは2極18スロット分布巻の場合を例に採り、その数値計算結果を示すと図6のようになる。図から、電機子コイルの分布数 q を3以上に選定すれば、第4および第5空間高調波磁界は基本波磁界に比べて非常に小さくなり実用上無視できることがわかる。こ

図6 電機子巻線一相のコイル分布数と電機子反作用磁界中の各調波成分の関係(2極、18スロット分布巻の例)

Fig.6. Relationship between armature-reaction components of air-gap flux density and number of coils in a phase group (Example of 2-pole, 18-slot, distributed winding).

の傾向はスロット数を12, 24と選定した場合でもほぼ同様であった。したがって、電機子巻線の電機子コイルの分布数 q を3以上に選定しておけば、不必要な空間高調波磁界は発生せず、電機子反作用磁界に基本波と第2空間高調波だけを効率的に発生できる。

〈5・2〉 高調波巻線の誘導起電力 回転子の高調波巻線 W_h は、(1)式の電機子反作用磁界の第2空間高調波成分 B_{a2} と磁気結合をなす。したがって、高調波巻線各相1極当たりの磁束鎖交数をそれぞれ ϕ_a 、 ϕ_b 、 ϕ_c とおけば、次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \phi_a &= \frac{N_h L}{2P} \int_x^{x+\tau/2} B_{2m} \sin(\omega t + 2\sigma x - \zeta) dx \\ &= \phi_{hm} \cos(\omega t + 2\sigma x - \zeta) \\ \phi_b &= \phi_{hm} \cos(\omega t + 2\sigma x - \zeta + 2\pi/3) \\ \phi_c &= \phi_{hm} \cos(\omega t + 2\sigma x - \zeta + 4\pi/3) \end{aligned} \right\} \dots (2)$$

ただし、

$$\phi_{hm} = \frac{N_h L B_{2m}}{2\sigma P}$$

ここで、 $2P$: 高調波巻線の極数(P は界磁の極数)、 N_h : 高調波巻線一相の直列巻数、 L : 鉄心の積厚。

したがって、回転子速度を $v(\omega/\sigma = x/t)$ とおけば、高調波巻線 W_h の三相端子間に誘導される起電力 e_{ab} 、 e_{bc} 、 e_{ca} は、それぞれ次のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} e_{ab} &= -2P \left\{ \frac{\partial(\phi_a - \phi_b)}{\partial t} + v \frac{\partial(\phi_a - \phi_b)}{\partial x} \right\} \\ &= \sqrt{2} E_h \sin(3\omega t - \zeta - \pi/6) \\ e_{bc} &= \sqrt{2} E_h \sin(3\omega t - \zeta + \pi/2) \\ e_{ca} &= \sqrt{2} E_h \sin(3\omega t - \zeta + 7\pi/6) \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

ただし、

$$E_h = 3\sqrt{6} \omega P \phi_{hm} = K_{ah} I_a$$

$$K_{ah} = \frac{9\sqrt{3}}{2\pi\sigma g} \omega k_{w2} q N_a N_h \mu_0 L$$

(3)式から明らかなように、回転子の高調波巻線 W_h には電機子反作用磁界の第2空間高調波成分 B_{a2} によって電機子電流 I_a に比例した角周波数 3ω の三相起電力が誘導する。

〈5・3〉 界磁電流 (3)式で示された高調波巻線 W_h の各相誘導起電力は、整流回路 D で全波整流され、界磁巻線 W_f に直流電流 i_f を流す。この電流 i_f の平均値を I_f とおき、界磁巻線から見た回転子直流回路の電圧方程式を求めると次式となる。

$$V_f = \frac{3\sqrt{2}}{\pi} E_h - \frac{9\omega L_h}{\pi} I_f - r_h I_f - 2e_d \dots (4)$$

ただし、 V_f : 界磁巻線にかかる直流平均電圧、 r_h および L_h : 高調波巻線一相の巻線抵抗と三相同定数で表わした自己インダクタンス、 e_d : 整流器一個の順方向電圧降下。

ここで、界磁巻線の抵抗を r_f とおき、その直流平均電

圧を $V_f = r_f I_f$ として界磁電流の平均値 I_f を求めると次式が得られる。

$$I_f = \frac{3\sqrt{2} E_h - 2e_d \pi}{(r_f + r_h) \pi + 9\omega L_h} = \frac{3\sqrt{2} K_{ah} I_a - 2e_d \pi}{(r_f + r_h) \pi + 9\omega L_h} \dots\dots\dots (5)$$

(5)式から、界磁電流 I_f は電機子電流 I_a に比例して変化することがわかる。結局、電機子電流 I_a はコンデンサ電流 i_{cu} と負荷電流 i_u に比例するので、発電機はコンデンサ電流による分巻効果と負荷電流による直巻効果が自動的に加わり複巻特性を示す。

6. 実験結果

〈6・1〉 実験装置 実験には 1 kVA, 220 V, 50 Hz, 4 極の三相同期発電機を試作し、これを使用した。固定子と回転子の外径寸法は、それぞれ 300 mm, 170 mm であり、鉄心積厚 $L=100$ mm, 空隙長 $g=0.5$ mm, 極ピッチ $\tau=134$ mm, スロットピッチ $\beta=14.9$ mm である。この実験機は、2 kVA 定格の三相発電機を用いて、固定子と回転子の巻線構造だけを改作したため鉄心寸法は出力のわりに大きくなっている。また、固定子鉄心は巻線の構成上 36 スロットのうち 18 スロットだけを利用した。この発電機の巻線仕様を表 1 に示す。実験機の定数測定値、 $r_a=1.1 \Omega$, $L_a=95.4$ mH, $r_h=0.4 \Omega$, $L_h=21$ mH, $r_f=7.0 \Omega$ である (r_a , L_a : 電機子巻線一相の抵抗および同期リアクタンス)。整流回路は、回転子巻線の電圧、電流を観測

表 1 実験機の巻線仕様
Table 1. Winding specification of testing machine.

	回 転 子		
	電機子巻線	高調波巻線	界磁巻線
相 数	3	3	1
極 数	4	8	4
スロット数	18*	24	20
直列巻数	132 (一相)	40 (一相)	720
巻線の巻き方	二層重巻	単層巻	二層重巻
	3 分布 2/3 短節	集中全節	3 分布 2/3 短節

* 36 スロット中 18 スロットを使用。

図 7 励磁特性
Fig. 7. Exciting characteristics.

するためブラシとスリップリングを介して発電機の外部に設置し、整流器には $e_d=1.2$ V のものを使用した。

〈6・2〉 励磁特性 図 7 は、電機子電流 i_{au} の実効値 I_a に対する発電機の励磁特性を示す。図の E_h は高調波巻線の誘導起電力 e_{ab} の実効値、 I_f は界磁電流 i_f の平均値、 f は発電周波数を表す。 E_h と I_f の理論値は、(3)式と(5)式に実験機の定数を代入して求めた。図 7 から、 E_h と I_f は電機子電流 I_a に比例して変化する。前述の理論が裏付けできる。 E_h と I_f の理論値と実験値に差異を生じた理由は、解析において鉄心の磁気抵抗を無視したことが主因と考えられる。このため、 I_a が大きくなると飽和の影響で鉄心の誘磁率が減少し磁気抵抗が大きくなって実測値は理論値より小さくなる。

図 8 に無負荷および全負荷時(1 kW 抵抗負荷)における高調波巻線の誘導起電力 e_{ab} の波形を示す。図 8 から、高調波巻線の誘導起電力の周波数が発電周波数の 3 倍周波数 ($3f=150$ Hz) であり、電機子反作用磁界の第 2 空間高調波による起電力を表わし、(3)式で得られた結果と一致する。

なお、図 7 と図 8 における高調波巻線の誘導起電力の実効値と波形は、高調波巻線を整流回路 D から切り離し、発電機を他励運転して測定した。

〈6・3〉 負荷特性 図 9 はコンデンサ容量 C を変化した場合の抵抗負荷時における出力電圧特性を示す。図中の I は負荷電流 i_u の実測値、 I_c はコンデンサ電流 i_{cu} の実測値、 V は端子電圧 v_{uv} の実効値をそれぞれ表す。本発電機は、 C の値が小さいと過複巻特性を示し、逆に大きいと不足複巻特性を示す。したがって、 C の値を適

図 8 高調波巻線の誘導起電力波形
Fig. 8. Waveforms of emf of the rotor harmonic winding.

図 9 出力電圧特性
Fig. 9. Output voltage characteristics.

図 10 負荷特性
Fig. 10. Load characteristics.

図 11 発電機の波形
Fig. 11. Waveforms of the self-excited generator.

当に選定すれば電圧変動率の小さい平復巻特性(定電圧特性)を得ることができる。実験では $C=37\mu\text{F}$ で平復巻特性を示し、端子電圧 V はほぼ 240V 一定であった。以上の特性を定性的に説明すると次のようになる。発電機はコンデンサ電流 I_c に比例する分巻効果に負荷電流 I に比例する直巻効果が加わるため複巻特性を示すが、 C の値が小さいと I_c も小さくなり分巻効果より I による直巻効果が大きく影響して過複巻特性となる。逆に C の値が大きいと I_c が大きく分巻効果が支配的になって I が増加しても飽和の影響で直巻効果は小さく、発電機は不足複巻特性を示す。また、 C の値が適当であれば I による直巻効果が電圧降下を完全に補償して平復巻特性を示すものと考えられる⁽⁸⁾。

図 10 は発電機の抵抗負荷特性を示す。図中の η は発電装置の総合効率を表す。界磁電流 I_f は負荷(発電機出力)に比例して増加し、無制御で端子電圧 V がほぼ一定に保たれている。また、効率 η の最大値は 76% を示し、発電機を最適設計すればさらに高い効率が期待できる。

図 11 は無負荷および全負荷時(1 kW 抵抗負荷)における発電波形を示す。端子電圧 v_{uv} はほぼ正弦波となり、波

図 12 負荷急変時の発電機の電圧応答
Fig. 12. Generator voltage response after a sudden change of the load.

形ひずみなどの問題はない。

〈6・4〉 負荷急変時の過渡特性 図 12 は、 1 kW の抵抗負荷を急変させた場合の過渡特性を示す。この結果、界磁電流 i_f は負荷の変化に応じて瞬間的に増大し、端子電圧 v_{uv} の変動を補償しているのがわかる。これは本発電機固有のもので、電機子反作用磁界の第 2 空間高調波に起因する直巻励磁効果によって発電機自体高速応性を有する。

7. む す び

本論文では、電機子反作用磁界の第 2 空間高調波を利用して複巻特性を得る新方式の自己励磁法を提案し、この方式による自励三相同期発電機の原理、基本特性の理論的考察および実験結果を述べた。

本方式の特長を要約すると、次のとおりである。

- (1) 界磁巻線と高調波巻線の間に接続する整流回路を回転子の軸上に設ければ、発電機を励磁機なしでブラシレス構造にできる。
- (2) 出力端子に接続したコンデンサ容量を適当に選定すれば、抵抗負荷に対して AVR なしでほぼ一定の出力電圧が得られる。
- (3) 原理的に電機子反作用磁界から直接界磁の励磁電力を得るので負荷急変時の過渡電圧変動が小さく、発電機自体高速応性を有する。

しかし、回転子に高調波巻線を有し余分な電気装荷を施すこと、2 極機に適用できないことなど構造上の制約もある。また、本論文で詳述した回路方式では、負荷力率が大幅に変化する場合、電圧変動率が大きくなる。このため、負荷に応じてコンデンサ容量を調整するなど考慮が必要であり、現在、簡易な電圧補償法について検討中である。

終わりに、卒業研究として本実験に協力された川井隆弘、林 誠、和田貴裕の諸君に謝意を表す。

(平成 5 年 9 月 2 日受付、同 5 年 12 月 24 日再受付)

文 献

- (1) 野中・牟田:「ブラシなし三相同期発電機の回路方式とその特性について」, 九大工学集報, **44**, 357 (昭 46-6)
- (2) I. R. Smith & P. A. Nisar: "Brushless and self-excited 3-phase synchronous machine", *Proc. Instn. Elect. Engrs*, **115**, 11,

- 1655 (1968)
- (3) 柴田・香林:「励磁機なしブラシレス直流自励三相同期発電機」, 電学論 B, **105**, 627 (昭 60-7)
 - (4) 野中・袈裟丸:「励磁機なしブラシレス三相同期発電機」, 電学論 B, **105**, 851 (昭 60-10)
 - (5) K. Inoue, H. Yamashita, E. Nakamae & T. Fujikawa: "A brushless self-exciting three-phase synchronous generator utilizing the 5th-space harmonic component of magneto motive force through armature currents", *IEEE Trans. Energy Conversion*, **7**, 3, 517 (1992)
 - (6) 野中・袈裟丸:「自励交流発電機の電圧確立方式と直流チョッパによる定電圧制御」, 電学論 B, **98**, 185 (昭 53-2)
 - (7) 仁田, 他:「大学課程電気機器(1)」, オーム社, 191 (平 4-4)
 - (8) 野中・牟田:「ブラシなし自励形単相同期発電機」, 電学誌, **91**, 1291 (昭 46-7)

深 見 正 (正員) 昭和 37 年 12 月 19 日生。平成 2 年 3 月

金沢工業大学大学院博士課程修了。同年 4 月三菱電機(株)入社。中央研究所に勤務。平成 4 年 4 月金沢工業大学助手, 平成 5 年 4 月同大学講師, 現在に至る。工学博士。主として, 回転機の研究に従事。昭和 59 年オーム奨学賞, 平成 4 年日本舶用機関学会奨励賞受賞。IEEE, 日本舶用機関学会会員。

高 香 滋 (正員) 昭和 34 年 2 月 17 日生。58 年 3 月金沢

工業大学大学院修士課程修了。同年 4 月同大学助手。平成 5 年 4 月金沢工業高等専門学校講師, 現在に至る。主として, 誘導機に関する研究に従事。人工知能学会, 情報処理学会, 電子情報通信学会, IEEE 会員。

宮 本 紀 男 (正員) 昭和 12 年 2 月 11 日生。34 年 3 月金沢

大学工学部電気工学科卒業。同年 4 月三菱電機(株)入社, 中央研究所にて SF₆ガス絶縁変電機器, 永久ヒューズなどの開発に従事。電気学会進歩賞, 科学技術庁長官賞, IEEE 論文賞受賞。51 年京都大学工学博士。55 年伊丹製作所開発部長, 60 年同所光ディスク開発プロジェクト部長, 62 年産業システム研究所光ディスク開発センター長, 平成 2 年金沢工業大学教授。着任後, 植物が示す神秘的な電磁気現象の研究に着手。現在に至る。

柴 田 福 夫 (正員) 大正 13 年 10 月 31 日生。昭和 22 年 9

月京都帝大電気工学科卒業。同年 10 月川崎重工業(株)入社。同社技術研究所部長を経て, 53 年 4 月金沢工業大学教授, 平成 6 年 4 月同大学退職, 同年 6 月金沢工業大学名誉教授, 現在に至る。各種電動機制御方式, ブラシなし励磁機なし同期機, 船舶推進電磁歯車などを発明, 38 年技術士, 52 年東京大学工学博士。IEEE, 日本舶用機関学会会員。28 年電機工業会進歩賞。52 年日本造船学会賞, 54 年日本舶用機関学会大賞, 平成 4 年日本舶用機関学会奨励賞受賞。