パーミアンスによるギャップ磁束密度算定手法 に基づく同期発電機モデル

正員 高瀬 冬人 (京成大)

正員 松村 年郎 (京成大)

正員 上田 皖亮 (京成大)

Development of a Synchronous Generator Model founded on a Permeance-based Air-Gap Flux Density Analysis

Fuyuto Takase, Member, Toshiro Matsumura, Member, Yoshisuke Ueda, Member, (Kyoto University)

The magnetic flux inside a synchronous generator is regarded as a characteristic that dominates a generator operation. This paper develops a simple model of a synchronous generator by the use of which it is possible to estimate a air-gap flux as well as electrical characteristics easily. The air-gap flux density can be related with a permeance and a magneto-motive force (mmf) along its magnetic path by the Ampere's laws. These relations are adopted in this paper.

We practically estimate the distribution of the permeance along the air-gap and the mmf profiles of the stator and the rotor of 6 kVA scaled-down tested synchronous generator. By the use of these estimated profiles, the relations among the air-gap flux, field current and armature current are represented by a linear equation system. Consequently, the static electrical and magnetic characteristics of a synchronous generator can be estimated by giving only field exciting voltage and load impedance. The distributions of the air-gap flux density and waveforms of the field and armature currents are simulated for various unbalanced-load conditions. The simulated results are well agreed with experimental ones not only for fundamental components but also for higher harmonic components. Therefore, our developed method based on the permeance profile is available to calculate the static characteristics of synchronous generators.

キーワード：同期発電機，パーミアンス，ギャップ磁束，起磁力，不平衡負荷

1. ま え が き

電力システムの安定度を決める要素の一つとして，同期発電機の特性が挙げられる。特に，同期発電機内部の磁束の挙動やそれによってもたらされるトルクの伝達の様相などが安定度に大きな影響を与える。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その端子量から電気回路論的に求められてきた。ところが，発電機の動作を支配する重要な物理量として内部磁束が挙げられるにもかかわらず，その挙動に

立入った検討はあまり行われていない。特に，不平衡負荷時の同期機内部磁束に関しては全く明らかにされていないといっても過言ではない。

著者らは，これまで小形供試同期発電機の電機子歯頭部に設置した探りコイルを用いてギャップ磁束密度分布を計測する方法を開発し，その挙動を実験的に検討した^{(1)~(4)}。その結果，同期発電機の特性の表現をギャップ磁束の挙動を反映したものに改善する手掛りを得ている。本論文では，それを発展させ，内部磁束の挙動を見通せる新しい同期発電機モデルの構築を目

指して、平衡三相負荷時だけでなく不平衡負荷時の同期機の電氣的・磁氣的諸特性を検討できる簡易な近似的計算機シミュレーション手法の開発を行った。

近年、電気機械の磁界解析には、有限要素法や境界要素法などの手法が開発されつつある^{(5)~(8)}。しかし、これらは精密な計算が可能であるが、多量の計算機記憶容量および膨大な計算時間を必要とする。そこで著者らは、このような磁界解析手法を用いることなく、内部磁束を算定することのできる解析手法として、発電機内部の磁束をその磁路におけるパーミアンズを用いて電機子電流や界磁電流と関連付ける方法⁽⁹⁾を採用することにした。

本手法は、発電機内の磁路に関してアンペアの周回積分の法則を適用したもので、ギャップ部のパーミアンズ分布からギャップ磁束密度分布を算定するものである。本論文では、供試機の固定子や回転子の形状を考慮に入れて具体的にパーミアンズ分布を算定し、磁束密度分布を定量的に検討できるようにしている。更に、各巻線に関するインダクタンスをパーミアンズ分布に基づいて定式化し、負荷回路を含めて同期機に成立する基本式を導出した。それにより、負荷回路のインピーダンスおよび界磁回路の励磁電圧の大きさを入力するだけで、同期発電機の電氣的・磁氣的諸特性が近似を含んでいるが簡易に算定できるようになった。そこで、本算定手法を同期機のパーミアンズモデルとして提案する。

以下、本モデルの基本原理の実験的検証に重点を置くため、磁束の飽和などの影響は考慮しないことにする。供試機としては定格容量 6 kVA の 4 極回転磁界型の小形突極同期発電機を取上げ、制動巻線がなく、磁束の飽和が生じない状態での検討を行っている。また、本算定手法は巻線構造や回路の不均衡性から発生する高調波の影響を簡単にシミュレートできる特徴をもっている。そこで、不平衡負荷における界磁電流波形、電機子電流波形および探りコイル誘導起電力波形について本モデルによる解析および実験的検証を行った。

2. パーミアンズに基づく同期発電機モデル

著者が構築した新しい発電機モデルの概念図を図 1 に示す。同図は発電機内部の特性値相互および負荷との関係を表し、ギャップ磁束密度や各種電流波形の算定手順を示したものである。本モデルの特徴は、界磁電流および電機子電流から決まる起磁力分布にパーミアンズ分布を掛けることによってギャップ部の磁束密度分布を算定するところにある。それにより、以下の章に示すように各巻線電流と各巻線鎖交磁束との関

図 1 パーミアンズに基づいた同期発電機モデル
Fig. 1. Flow chart of permeance-based evaluation of characteristics of a synchronous generator.

係を表すインダクタンスがパーミアンズ分布を用いて定式化でき、界磁励磁電圧と負荷のインピーダンスとを入力するだけで、ギャップ磁束密度分布を含めて発電機各部の電圧・電流が算定できるようになっている。

本モデルでは、以下に示すようにインダクタンスの値を設計資料に基づいて理論的に算定できるようになっており、同期機の解析に有効であると考えられる。更に、図 1 の関係は商用周波数の基本波だけでなく、高調波に対しても成り立っている。従って、本発電機モデルは、巻線構造や不平衡負荷によって生じる高調波の影響を検討できる特徴をもっている。以下に供試発電機への適用例を具体的に示すことによって、提案するパーミアンズモデルの詳細を述べる。

なお、厳密には空間的な高調波に対してパーミアンズが変化すると考えられ、有限要素法を用いてギャップパーミアンズを求める方法が提案されている⁽¹⁰⁾。本論文では、固定子スロットを平滑化して考えていること、および供試機の磁束の大部分はギャップの小さい界磁極頭部を通ることから、起磁力の空間高調波によるパーミアンズの変動を無視している。しかし、後述するように、実用上十分な精度でギャップ磁束が算定されている。このように、本論文は、厳密な手法を用いなくても、比較的簡易に実用的な精度でギャップ磁束を算定できる方法を提案したもので、この面からも同期機の解析に有用であると考えられる。

3. 供試発電機の概要

〈3・1〉 供試発電機 本論文において検討対象としている同期発電機の断面図を図 2 に示す。本小形供試発電機は 4 極回転界磁型突極機で、その定格および

設計諸元を表1にまとめておく。電機子歯頭部には探りコイルを設けており、その誘導起電力波形の測定から発電機ギャップ部の磁束密度分布を実験的に検討できるようにしている。また、大容量発電機相当の無負荷飽和特性をもたせるため界磁鉄心部に峽部 (isthmus) が設けられている。ただし、本論文では不飽和領域を検討対象とし、界磁電流を1.0 Aとして、定格界磁電流よりかなり小さくした。また、制動巻線なしの状態

で実験を行った。

本論文では図2に示すように、ギャップの位置をa相巻線軸を原点として回転子の回転方向を正とする座標 ξ で表す。 θ は回転子の直軸位置を表す変数である。時間 t の原点を直軸がa相巻線軸に一致する時刻にとり、定格角周波数を ω とすると、 $\theta = \omega t$ である。また、回転子上に静止した位置を表すためには、 $\eta = \xi - \theta$ なる座標系を用いる。更に、斜めスロットの影響を考慮するために、軸方向を z 軸とし、軸中心位置を $z=0$ とする。なお、角度に関する変数は特に断らない限りすべて電気角で表すものとする。

〈3・2〉 パーミアン分布 パーミアンスは磁路における磁気抵抗の逆数であり、磁路の断面積が一定の場合、媒質の透磁率を磁路長で割ったものとして定義される。発電機の磁路は、回転子および固定子の鉄心部分とギャップ部分とに分けることができる。鉄心の比透磁率は $10^3 \sim 10^4$ であり、その部分の磁路長はギャップ部分の磁路長の 10^2 倍程度である。従って、鉄心部分の磁気抵抗はギャップ部分の $1/10 \sim 1/100$ 程度で、発電機の磁気回路において、鉄心部分の磁気抵抗はほとんど無視できる。従って、同期機のパーミアンスはギャップ部分で近似的に与えられる。ギャップ部単位面積あたりのパーミアンス分布 $P(\eta)$ を次式で定義する。

$$P(\eta) = \mu_0 / \{K_c \delta(\eta)\} \quad \cdots \cdots (1)$$

ここで、 K_c : 電機子部のスロット形状などから定まるカータ係数⁽¹¹⁾で供試機では $K_c = 1.08$, $\delta(\eta)$: ギャップ部の磁路長

$\delta(\eta)$ の決定にあたっては、ギャップ部において図3に示すように実際の磁束線を近似する直線を磁路と想定する。界磁極片部と電機子とのギャップ部分 ($-76.6^\circ \leq \eta \leq 76.6^\circ$) では、磁路を界磁極および電機子表面にほぼ垂直とする。供試機では表1および図3に示したように $\delta(\eta) = 3.3 \sim 5$ mmである。この仮定は、電機子と界磁極とのギャップが極端に大きくない限り、実際の磁束をよく近似していると考えられる。

図3 仮定したギャップ部の磁路
Fig. 3. Assumption of air-gap magnetic field path.

ξ, θ, η はすべて電気角で記述
○: a相巻線, □: b相巻線, △: c相巻線

図2 供試同期発電機断面と座標系
Fig. 2. A cross section of the tested synchronous generator and coordinate system.

表1 供試同期発電機の定格および設計諸元
Table 1. The rating and design specifications of the tested synchronous generator.

形 式		回 転 界 磁 形 突 極 機
定 格	相 数	3, 周波数: 60 Hz, 極 数: 4
	容 量	6 kVA, 線間電圧: 220 V
固 定 子	相電流	15.7 A, 力 率: 0.9 (遅れ)
	回転数	1,800 rpm, 界磁電流: 4.8 A
電 機 子	鉄 心	外 径: 410 mm, 軸長 l_a : 130 mm 内 径: 275 mm ($r=137.5$ mm)
	ス ロ ッ ト	ピッチ角 $\alpha_m = \pi/18$ rad (電気角で $\alpha = \pi/9$ rad) 総 数: 36, 斜めスロット 捻り (Skew) は1スロット分 スロット幅: 6.5 mm
	電 機 子 巻 線	直列素导体数 $M=8$ 重ね巻, 二相巻, 分布巻, 短節巻 整数スロット巻, 星形結線 極対間接続: 直列 電機子巻線抵抗 $R_a=0.38 \Omega$
	探りコイル巻数 $N_{sc}=3$	
回 転 子	外 径	268.4 mm, 軸 長: 130 mm
	極片長 l_f	90 mm
	極弧の幅	76.6° (電気角で153.2°)
	界磁巻線毎極巻数 N_f	500
回 転 子	界磁巻線抵抗 R_f	13.9 Ω

図 4 供試機のパーミアンス分布
Fig. 4. The permeance distribution.

これに対して、界磁極間部 ($76.6^\circ < \eta < 90^\circ$) での磁路は、運転状態によって複雑に変化し、一概に決められないが、界磁極片端部から電機子部に最短距離を直線的に通っているとみなす。この近似は、そこを通る磁束がギャップ部分に比べてはるかに少ないため、磁束密度算定に対して大きな問題にはならないものと考えている。

供試発電機のギャップ部の単位面積あたりのパーミアンス分布を図 4 に示す。同図のように、パーミアンスは、界磁極片部で大きく、極間部で小さくなっている。このパーミアンス分布が空間基本波起磁力だけでなく空間高調波起磁力に対しても近似的に成立するとみなす。

〈3・3〉 界磁巻線の起磁力分布 界磁巻線に直流 1 A を通電したときの起磁力分布 f_f は、表 1 に示した界磁巻線構造から決まる。著者らは、供試発電機の $f_f(\eta)$ は図 5 のように分布していると仮定した。突極機の場合界磁巻線は集中的に巻かれているため、単純には $f_f(\eta)$ は $\eta = \pm 90^\circ$ において階段状に変化すると考えられている。しかし、実際には $\eta = \pm 90^\circ$ においても磁束密度は連続的に変化している。そこで、起磁力分布も連続的に変化すると考えて、界磁極片の広がり角の範囲内では界磁巻線の巻数 N_f に相当する起磁力が生じ、 $76.6^\circ \leq \eta \leq 103.4^\circ$ の範囲で直線的に N_f から $-N_f$ に連続に変化するとみなした。この仮定は厳密なものではないが、磁束密度の算定値が実測値とより良く合うことから、同期機の特性解析に本質的な問題とはならないと考えられる。なお、この f_f は界磁巻線の分布状況を示すものとみなせるので、簡単に界磁巻線分布関数と呼ぶことにする。

この $f_f(\eta)$ を用いれば、界磁巻線に電流 i_f (A) が流れたときの起磁力分布 F_f (AT) は次式で与えられる。

$$F_f(\eta, t) = f_f(\eta) \times i_f(t) \quad \cdots \cdots (2)$$

〈3・4〉 電機子巻線起磁力分布 前節と同様に、電機子の a 相巻線に 1 A の直流電流を流したときの起磁力分布 f_a (AT/A) は、図 2 に示している電機子巻線構造および表 1 の設計諸元から決まり、図 6 のよ

図 5 界磁巻線に 1 A の直流を流したときの起磁力分布 (界磁巻線分布関数, $N_f=500$)
Fig. 5. The mmf distribution of the field winding for direct current 1 A ($N_f=500$).

図 6 a 相巻線に直流 1 A を流したときの起磁力分布 (a 相巻線分布関数, $M=8$)
Fig. 6. The mmf distribution of the phase-a winding for direct current 1 A ($M=8$).

うに分布している。ただし、斜めスロットが用いられているので、 f_a は ξ だけの関数ではなく、軸方向 z に関しても変化する。図 6 は軸方向中心 $z=0$ における ξ 方向の分布である。この階段状に変化する特性を $f_a(\xi, 0)$ と表すことにし、斜めスロットの影響を考慮に入れれば、

$$f_a(\xi, z) = f_a(\xi - \alpha z/l_a, 0) \quad \cdots \cdots (3)$$

と表される。この f_a は、前節と同様に a 相巻線の空間的な分布状況を表しているものとみなせるので、本論文では a 相巻線分布関数と呼ぶことにする。

b 相および c 相における巻線分布関数 f_b , f_c についても同様であり、三相对称に巻かれているので、次のように表される。

$$f_b(\xi, z) = f_a(\xi - \alpha z/l_a - 2\pi/3, 0) \quad \cdots \cdots (4)$$

$$f_c(\xi, z) = f_a(\xi - \alpha z/l_a - 4\pi/3, 0) \quad \cdots \cdots (5)$$

ただし、ここで、 α : 電機子のスロットピッチ (供試発電機では電気角で $\pi/9$ rad), l_a : 電機子軸長 (供試発電機では 130 mm), $-l_a/2 \leq z \leq l_a/2$

更に、各電機子電流 $i_a(t)$ (A), $i_b(t)$ (A) および $i_c(t)$ (A) が流れたときの起磁力分布 F_{am} (AT) は次式で与えられる。

$$F_{am}(\xi, z, t) = f_a(\xi, z) \times i_a(t) \\ + f_b(\xi, z) \times i_b(t) \\ + f_c(\xi, z) \times i_c(t) \dots\dots(6)$$

4. 発電機モデルの供試発電機への適用

〈4・1〉ギャップ磁束密度分布 磁気回路の考え方から、起磁力にパーミアンスをかけることによって、磁束密度が求められる。従って、ギャップ部の磁束密度分布 B (Wb/m²) は次式で与えられる。

$$B(\xi, z, t) \\ = P(\eta) \times \{F_f(\xi, t) + F_{am}(\xi, z, t)\} \\ = P(\eta) \times f_f(\eta) \times i_f(t) \\ + \sum_{k=a,b,c} P(\eta) \times f_k(\xi, z) \times i_k(t) \dots\dots(7)$$

〈4・2〉界磁巻線誘導起電力と界磁電流の算定

ギャップ磁束のうち界磁巻線に鎖交する磁束 $\phi_f(t)$ (Wb) は界磁巻線分布関数を用いて次の式で表される。

$$\phi_f(t) = \int_{-\pi}^{+\pi} \left[\int_{-l/2}^{+l/2} f_f(\eta) \right. \\ \left. \times B(\eta + \theta, z, t) dz \right] r d\eta \dots\dots(8)$$

ここに、 r ($=0.1375$ m) : 電機子内径、 l : 等価軸長、界磁軸長 l_r ($=0.09$ m) と電機子軸長 l_a ($=0.13$ m) の短いほうから主として決まる。しかし、磁束の軸方向へのはみだしを有限要素法で評価し、これを考慮すれば $l = 0.099$ m となった⁽¹²⁾。

更に、(8)式に(7)式を代入すれば、界磁巻線鎖交磁束は次式のように表される。

$$\phi_f(t) = L_f \times i_f(t) + \sum_{k=a,b,c} L_{fk}(\theta) \times i_k(t) \\ \dots\dots\dots(9)$$

ここで、 L_f および $L_{fk}(\theta)$ ($k=a, b, c$) は、それぞれ界磁巻線の自己インダクタンス、界磁巻線と各電機子巻線との相互インダクタンスであり、次のようにパーミアンス分布および各巻線分布関数から算定できる。

$$L_f = \int_{-\pi}^{+\pi} \left[\int_{-l/2}^{+l/2} f_f(\eta) \times P(\eta) \times f_f(\eta) dz \right] r d\eta \\ \dots\dots\dots(10)$$

$$L_{fk}(\theta) = \int_{-\pi}^{+\pi} \left[\int_{-l/2}^{+l/2} f_f(\eta) \times P(\eta) \times \right. \\ \left. f_k(\eta + \theta, z) dz \right] r d\eta \\ (k=a, b, c) \dots\dots\dots(11)$$

このように、(9)式は従来から言われている関係式であるが、本モデルにより、その係数であるインダク

タンスが定量的に算定できるようになった。

界磁巻線に誘導される起電力 $e_f(t)$ (V) は、

$$e_f(t) = -d\phi_f(t)/dt \dots\dots\dots(12)$$

となる。

また、発電機の界磁回路を外部から励磁する直流電圧を E_{ex} (V)、界磁巻線抵抗を R_f (Ω)、界磁漏れインダクタンス L_{lf} (H) とすると、

$$E_{ex} + e_f(t) = R_f \times i_f(t) + L_{lf} \times (di_f(t)/dt) \\ \dots\dots\dots(13)$$

が成り立ち、これを解くことによって界磁電流 $i_f(t)$ (A) が求まる。(7)~(13)式から明らかに、この界磁電流の算定には、ギャップ磁束を介して電機子電流の影響が含まれていることになる。なお、供試機においては、 $R_f = 13.9 \Omega$ 、 $L_{lf} = 1.46$ H である。

〈4・3〉電機子巻線誘導起電力

ギャップ磁束のうち a 相巻線に鎖交する磁束 $\phi_a(t)$ (Wb) は、斜めスロットの影響を考慮すれば、次の式で表される。

$$\phi_a(t) = \int_{-l/2}^{+l/2} \left[\int_{-\pi+az/l_a}^{+\pi+az/l_a} f_a(\xi, z) \right. \\ \left. \times B(\xi, z, t) r d\xi \right] dz \dots\dots\dots(14)$$

本式を界磁巻線鎖交磁束の場合と同様に展開すると、次式を得る。

$$\phi_a(t) = L_{af}(\theta) \times i_f(t) + \sum_{k=a,b,c} L_{ak}(\theta) \times i_k(t) \\ \dots\dots\dots(15)$$

ただし、

$$L_{af}(\theta) = \int_{-l/2}^{+l/2} \left[\int_{-\pi+az/l_a}^{+\pi+az/l_a} f_a(\xi, z) \times P(\xi - \theta) \right. \\ \left. \times f_f(\xi - \theta) r d\xi \right] dz \dots\dots\dots(16)$$

$$L_{ak}(\theta) = \int_{-l/2}^{+l/2} \left[\int_{-\pi+az/l_a}^{+\pi+az/l_a} f_a(\xi, z) \times P(\xi - \theta) \right. \\ \left. \times f_k(\xi, z) r d\xi \right] dz \\ (k=a, b, c) \dots\dots\dots(17)$$

であり、各種インダクタンスがパーミアンス分布を用いて定量的に算定できる。 b 相および c 相巻線についても同様である。更に、電機子各相巻線に誘導される起電力 $e_k(t)$ ($k=a, b, c$) は、次式で表される。

$$e_k(t) = -\frac{d\phi_k(t)}{dt} \quad (k=a, b, c) \dots\dots(18)$$

〈4・4〉負荷電流および電機子電流の算定

発電機の abc 各端子間に各々 Z_{ab} 、 Z_{bc} および Z_{ca} の負荷が接続されている場合を取上げ、以下の諸量の間の関係式を求める。

u_a 、 u_b 、 u_c : 発電機端子電圧 (中性点に対する電位)

v_{ab}, v_{bc}, v_{ca} : 線間電圧

e_a, e_b, e_c : 発電機の各相巻線に誘導される起電力(電機子反作用の影響を考慮している)

i_a, i_b, i_c : 発電機の各相に流れる電流(相電流)

i_{ab}, i_{bc}, i_{ca} : 負荷に流れる電流(負荷電流)

Z_{ab}, Z_{bc}, Z_{ca} : 負荷のインピーダンス

z_a, z_b, z_c : 発電機電機子の漏れインピーダンス(電機子巻線抵抗を含む)

ただし、負荷のインピーダンスは抵抗(R_{ab}, R_{bc} および R_{ca}), インダクタンス(L_{ab}, L_{bc} および L_{ca})およびキャパシタンス(C_{ab}, C_{bc} および C_{ca})が直列に接続されているものとし、次式で表現するものとする。

$$Z_m = R_m + L_m \frac{d}{dt} + \frac{1}{C_m} \int dt$$

$$(m=ab, bc, ca) \dots\dots\dots (19)$$

同様に、発電機電機子漏れインピーダンス z_k は電機子巻線抵抗(R_a, R_b または R_c)と電機子巻線漏れインダクタンス(L_{la}, L_{lb} または L_{lc})とからなり、

$$z_k = R_k + L_{lk} \frac{d}{dt} \quad (k=a, b, c) \dots\dots\dots (20)$$

と表すことにする。なお、供試機における実測から

$$R_a = R_b = R_c = 0.38 \, \Omega$$

$$L_{la} = L_{lb} = L_{lc} = 0.0016 \, \text{H}$$

である。

上記負荷側諸量の間に成立する関係を行列で表現すると、以下のように表される。

$$\begin{bmatrix} u_a \\ u_b \\ u_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_a \\ e_b \\ e_c \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} z_a & 0 & 0 \\ 0 & z_b & 0 \\ 0 & 0 & z_c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_a \\ i_b \\ i_c \end{bmatrix} \dots\dots\dots (21)$$

$$\begin{bmatrix} v_{ab} \\ v_{bc} \\ v_{ca} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & -1 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_a \\ u_b \\ u_c \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} Z_{ab} & 0 & 0 \\ 0 & Z_{bc} & 0 \\ 0 & 0 & Z_{ca} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{ab} \\ i_{bc} \\ i_{ca} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (22)$$

$$\begin{bmatrix} i_a \\ i_b \\ i_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 \\ -1 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{ab} \\ i_{bc} \\ i_{ca} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (23)$$

以上の各式は、各種電圧・電流の瞬時値に対して成立する。従って、(12), (13), (18)式および(21)~(23)式を連立させて解くことにより、界磁側の励磁電圧 E_{ex} および負荷のインピーダンスを与えるだけ

で、界磁電流や負荷電流の大きさだけではなくそれらの波形までを算定することができる。更に、その結果から(7)式を用いてギャップ磁束密度分布を求めることができる。具体的な計算手法としては、各種電圧・電流を複素数表示し、上記の各式をフーリエ展開した形式で計算機上に構築することにより、各波形の基本波成分および高調波成分の大きさを算定している。

〈4・5〉 探りコイル誘導起電力の算定 ギャップ位置 $\xi = \xi_i$ に中心をもち、電機子の歯頭部(斜めスロット)に巻かれた探りコイル(以下、No. i の探りコイルと呼ぶ)の鎖交磁束 ψ_{sci} はギャップ磁束密度分布から次のように算定できる。

$$\psi_{sci}(t) = \int_{-la/2}^{+la/2} \left[\int_{\xi_i - a/2 + az/la}^{\xi_i + a/2 + az/la} N_{sc} \right. \\ \left. \times B(\xi, z, t) rd\xi \right] dz \dots\dots\dots (24)$$

ここに、 N_{sc} : 探りコイルの巻数 (=3)

従って、No. i の探りコイルには次のような起電力 e_{sci} が誘起される。

$$e_{sci}(t) = -d\psi_{sci}(t)/dt \dots\dots\dots (25)$$

5. 不平衡負荷試験による本モデルの実験的検証

〈5・1〉 不平衡負荷試験 本論文で提案している発電機モデルは基本波だけでなく、回路の不平衡性や巻線構造から発生する高調波に対しても対応している。そこで、本モデルの妥当性を検証するため、平衡三相負荷および不平衡負荷試験を行った。本論文でその詳細のすべてを示すことができないので、次節で供試発電機に図7のように単相負荷 Z をbc相間のみに接続した(すなわち、 $Z_{ab}=Z$, $Z_{ab}=Z_{ca}=\infty$)場合を取上げる。 Z として0.1遅れ力率の誘導性負荷(L 負荷)とした場合の不平衡単相負荷実験を行い、本モデルで算定した界磁電流および負荷電流(本回路条件ではb相電機子電流に等しい)を実測値と比較した。ただし、不飽和領域を検討対象としているため、界磁電流を1.0 Aとし、定格界磁電流よりかなり小さくした。なお、本論文では詳細を示さないが、他の不平衡負荷条件および平衡三相負荷条件においても、 L 負荷と同様の結果が得られており、モデルの妥当性を確認している。

〈5・2〉 L 負荷時の界磁電流および負荷電流

L 負荷の例として、基本波に対するインピーダンス $Z = 1.4 + j14 \, \Omega$ ($R_{bc} = 1.4 \, \Omega$, $L_{ab} = 37 \, \text{mH}$, $C_{bc} = \infty$)の場合を取上げ、界磁電流 i_f (A)および負荷電流 i_b (A)の波形をそれぞれ図8 (a)および図8 (b)に示

図 7 不平衡負荷実験回路
Fig. 7. Experimental circuit for the unbalanced-loaded synchronous generator.

図 8 不平衡単相 L 負荷時の界磁電流および
負荷電流波形例 ($Z=1.4+j14\ \Omega$)
Fig. 8. An example of field and load current waveform under unbalanced inductive load condition ($Z=1.4+j14\ \Omega$).

す。両図では、 $\theta=\omega t$ (rad) を横軸にとり、1 サイクル分を示している。ここで、実線部分は実験値、破線部分は算定値である。界磁電流が直流ではなく交流成分を含んでいること、また、負荷電流には基本波成分だけでなく高調波成分を含んでいることなどが、本モデルによって算定できており、実測値とよい一致を示している。

インピーダンスの大きさを変化させた場合について、同様の検討を行い、負荷電流の基本波成分 $I_b^{(1)}$ および第三高調波成分 $I_b^{(3)}$ を取出した。それらの実効値を負荷インピーダンスの基本波に対する大きさ $|Z|$ に対してプロットしたのが図 9 である。ここで実線部分はモデルによる算定値で、○印は実験値である。同図

図 9 L 負荷時の負荷電流の基本波成分
および第三高調波成分
Fig. 9. Fundamental and third harmonic components of load current under unbalanced inductive load conditions.

図 10 L 負荷時における探りコイル No. 1
($\xi=130^\circ$) の誘導起電力波形
($Z=1.4+j14\ \Omega$)

Fig. 10. Waveform of electromotive force induced in the search coil No. 1 ($\xi=130^\circ$) under unbalanced inductive-load condition ($Z=1.4+j14\ \Omega$).

の結果から、実験値と算定値とは極めてよい一致を示していることがわかった。

次に、本モデルによるギャップ磁束密度分布算定が妥当な結果を与えることを図 8 と同じ条件において検証する。供試発電機の電機子歯頭に設置されている探りコイル (3 ターン) に誘導される起電力波形の一例を図 10 に示す。同図において、実線が実測結果、破線がモデルによる算定結果であり、a 相巻線軸から電気角で 130° の位置の電機子歯に設置されてる探りコイル No. 1 の場合である (図 2 参照)。算定結果と実測結果とはよい一致を示している。別の位置に設置した探りコイルについても同様の結果が得られており、ギャップ磁束の面からもモデルの妥当性が検証できたといえる。

6. む す び

内部磁束の挙動を見通せる簡便で実用的な新しい同期発電機モデルの構築を目指して、ギャップ磁束密度を簡潔に算定する手法として、パーミアンスと磁束とを関連付ける方法を取上げた。6 kVA の突極形小形

供試同期発電機を対象として、ギャップ部のパーミアンス分布、界磁側および電機子側の起磁力分布を具体的に求めた。それに基づいて同期機の各巻線に関するインダクタンスを定式化し、ギャップ磁束密度分布、界磁電流波形および電機子電流波形などを定量的に算定するための手法を開発した。供試発電機における不平衡負荷試験から、著者らが提案しているパーミアンスに基づく同期発電機モデルが、平衡三相負荷だけでなく電機子電流や界磁電流にかなりの高調波を含む場合に対しても有効であることが検証できた。本論文では詳細を述べなかったが、形状および設計仕様の異なる他の2種類の小形同期機に対して、本モデルを適用したところ、良好な結果が得られている。

本論文で提案した手法は近似を含んでおり、また一部有限要素法による解析結果を用いている。基本的には、本論文で示した解析過程をすべて有限要素法などの磁界解析手法によって置き換えることができ、より精度の高い計算結果が得られる可能性がある。しかし、このような磁界解析手法では負荷回路をインピーダンスの形式で直接考慮することは容易ではない。これに対して、本パーミアンスモデルは、負荷回路を容易に考慮できており、また、実測結果をかなりの精度でシミュレートできていることから、実用的な簡易性という面から同期機の解析に有効であると考ええる。例えば、設計段階で界磁極などの形状を変えた場合の特性解析などが本モデルを用いることにより簡易にできると思われる。

また、本論文は、算定手法の基本部分に関してその妥当性の検証を行ったものであるため、不飽和領域での動作を検討対象とした。今後、本モデルの適用限界を明らかにしながら、磁気飽和現象の取扱いや本論文で取上げなかった運転状態への適用可能性を検証していく予定である。

最後に、本研究に協力された本学大学院修士課程学生 神津康之氏（現、関西電力）、同朝倉孝宜氏（現、関西電力）および同岡本明氏（現、NTT）に感謝します。更に、本研究の一部は文部省科学研究補助金（一般C）の補助を受けたこと、および、計算機シミュレーションを京都大学大型計算機センターで行ったことを記して感謝の意を表す。

（平成2年10月15日受付、同3年4月12日再受付）

文 献

- (1) 上之園・上田・七原・金子：「定態時における同期発電機の空けき磁束とそれに基づく特性解析」，電学論 B, 102, 281 (昭57-5)
- (2) 井上・上田・上之園：「同期発電機における三相突発短絡現象

- の非線形解析」，同上 B, 104, 357 (昭59-6)
- (3) 引原・上田・上之園：「過渡時における同期発電機の磁束挙動一算定法および実測結果」，同上 D, 107, 628 (昭62-5)
- (4) 太田・上田・上之園：「稼動時同期発電機の空けき磁束密度オンライン計測」，同上 B, 109, 33 (平元-1)
- (5) 松木・鹿野・岡田・上之園：「有限要素法による同期発電機の脱調現象の解析」，同上 B, 100, 373 (昭55-7)
- (6) 中田・河瀬・高林：「有限要素法によるボイスコイルモータの過渡磁界解析」，同上 B, 105, 483 (昭60-5)
- (7) 田倉・小貫：「境界要素法による磁界解析と等価磁気回路によるステッピングモータの特性算定法」，同上 D, 109, 236 (平元-4)
- (8) 松木・星・岡田：「三相短絡故障による同期発電機脱調過程の解析」，同上 B, 109, 459 (平元-10)
- (9) R. E. Doherty & C. A. Nickle: "Synchronous Machines I-An Extension of Blondel's Two-Reaction Theory", *Trans. AIEE*, June, 912 (1926)
- (10) 石崎・梁・斎藤：「誘導電動機のギャップにおける高調波磁束密度の定量的検討」，電学論 D, 109, 741 (平元-10)
- (11) 竹内：大学課程電機設計学，p. 60 (昭60) オーム社
- (12) 高瀬・上田：「同期発電機の電機子歯頭部さぐりコイルによる磁束の観測」，電気学会回転機研究，RM-89-28 (平元)

高瀬 冬 人 (正員)

昭和31年3月3日生。58年京都大学大学院工学研究科博士課程修了。同年(株)日立製作所入社。61年京都大学助手，現在に至る。工学博士。主として，電子回路の非線形現象の研究，メカトロニクスの制御系の研究，同期機の空けき磁束の研究に従事。63年電気関係学会関西支部大会奨励賞受賞。

松村 年 郎 (正員)

昭和26年5月1日生。54年名古屋大学大学院工学研究科博士課程修了。同年名古屋大学助手，62年2月同講師，平成元年3月京都大学講師，現在に至る。工学博士。主として，大電流遮断アークの研究，電気エネルギーの有効利用に関する研究，回転機空けき磁束の挙動に関する研究に従事。

上 田 皖 亮 (正員)

昭和11年12月23日生。39年京都大学大学院工学研究科博士課程修了。同年京都大学助手。42年同講師，46年同助教授，60年同教授，現在に至る。工学博士。主として，電気・電子回路における非線形現象の研究，空けき磁束からみた回転電気機械の諸特性に関する研究に従事。