

くま取極誘導電動機の解析

Analysis of the Shaded Pole Induction Motor

大 岡 宏*
Hiroshi Ooka

内 容 梗 概

扇風機などに使用されるくま取極単相誘導電動機について解析を行った。ステータ磁束を断続した2組の矩形波と考え、各高調波に分解し、回転磁界説によって、ステータとロータとの相関々係を求め、等価回路および電流とトルクの等式を求めた。供試例による計算結果は実測値とよく一致した。

1. 緒 言

くま取極単相誘導電動機は、構造が簡単で安価に製作できるため、扇風機やホノモータなどに広範囲に使用されている。しかし構造が簡単な反面、計算は複雑で、理論的にはむずかしい電動機として知られている。この電動機については、日立製作所多賀工場藤井俊雄氏が、くま取線輪誘導電動機の解析と題して、交差磁界説による解析の方法を本紙上に発表している。

本論文は交差磁界説に代って、回転磁界説を採用してこの電動機の解析を行ったもので、将来さらに複雑な不平衡電動機を取扱う場合、たとえばレラクタンス起動くま取コイル電動機の解析をする場合など、後者のほうが有利であろうと考えられる。ここに概要を述べ、あわせて計算例を記す。

2. 回路の解析

第1図に示すとおり、1極に1個のくま取線輪を有する標準のくま取極電動機について解析を試みる。

2.1 ロータが開かれている場合のステータの解析

ステータ磁束の作用をはあくするため、はじめにロータが開かれているものと仮定し、ロータ電流の影響を除外して考える。

2.1.1 ステータ磁束の分解

第2図において、一次コイルに交番電圧を印加すると、磁束 Φ が生ずる。この磁束は磁路を通過する状況によってつぎのように分けられる。

$$\begin{aligned}\Phi &= \text{空隙をとおり、ロータと鎖交する磁束} + \text{漏えい磁束} \\ &= (\Phi_m + \Phi_a) + (\phi_1 + \phi_s + \phi_2 + \phi_3)\end{aligned}$$

空隙をとおりロータにはいる磁束はつぎの2種類に分けられる。

Φ_m = 非くま取部(M相)の空隙をとおりロータと交わる磁束

Φ_a = くま取部(A相)の空隙をとおりロータと交わる磁束

ステータのろうえい磁束は、一次コイルおよびくま取コイルとの鎖交の方法によって、つぎの4種類に分けられる。

ϕ_1 = 一次コイルとのみ鎖交する漏えい磁束

ϕ_s = くま取コイルとのみ鎖交する漏えい磁束

ϕ_2 = 一次コイル1個とくま取コイル1個と鎖交する漏えい磁束

ϕ_3 = 一次コイル2個とくま取コイル1個と鎖交する極間漏えい磁束

2.1.2 ステータ磁束の作用

ステータの各磁束の作用を述べるに先だち、電流、抵抗、リアクタンスそのほかをつぎのように決める。

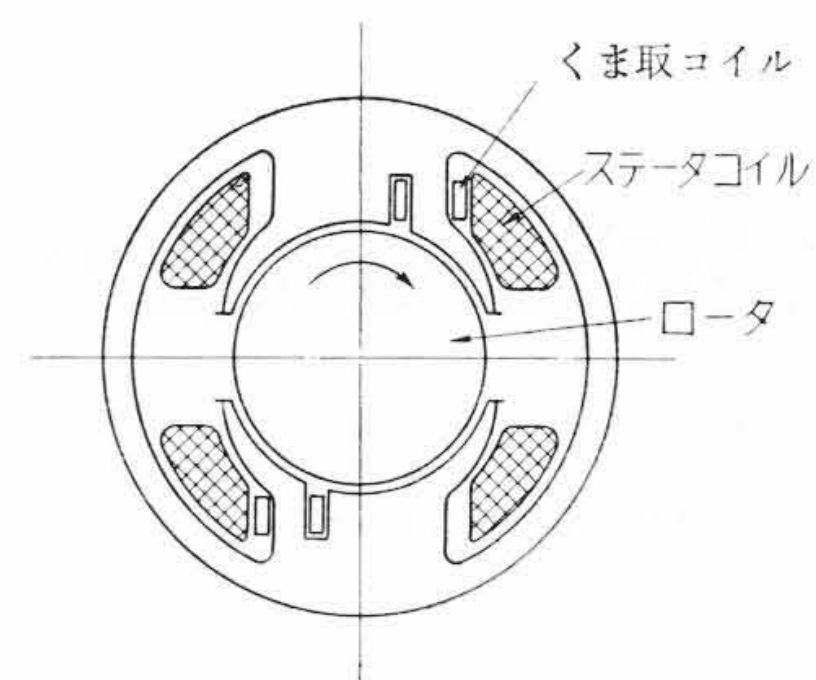
I_1 : 一次電流

I_s' : くま取コイルの電流

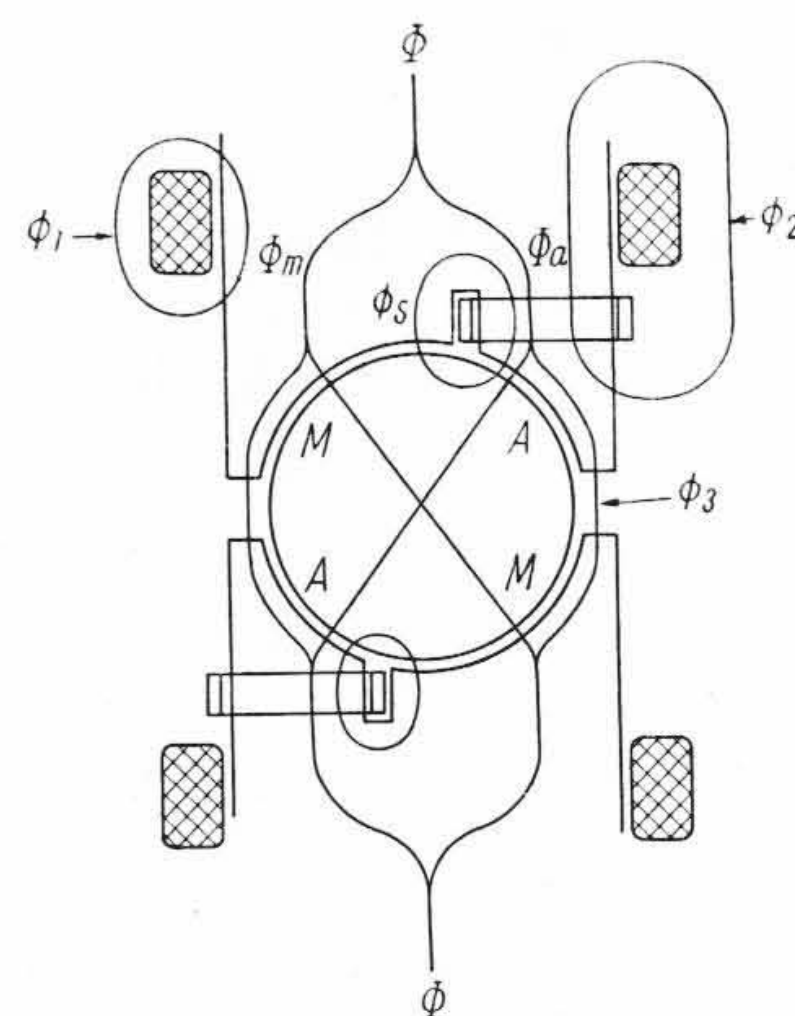
R_s' : 毎極くま取コイルの抵抗

x_s' : 毎極くま取コイルのリアクタンス

* 日立製作所日立研究所



第1図 2極くま取極単相誘導電動機



第2図 ステータ磁束の分解

C_1 : 一次の全導体数

C_s : くま取コイルの直列導体数 (普通は2)

P : 極数

$$I_s = \frac{PC_s}{C_1} I_s' : \text{くま取コイル電流の一次換算値}$$

$$R_s = \frac{C_1^2}{PC_s^2} R_s' : \text{くま取コイル抵抗の一次換算値}$$

$$x_s = \frac{C_1^2}{PC_s^2} x_s' : \text{くま取コイルリアクタンスの一次換算値}$$

X_m : 非くま取部(M相)の励磁リアクタンス

X_a : くま取部(A相)の励磁リアクタンス

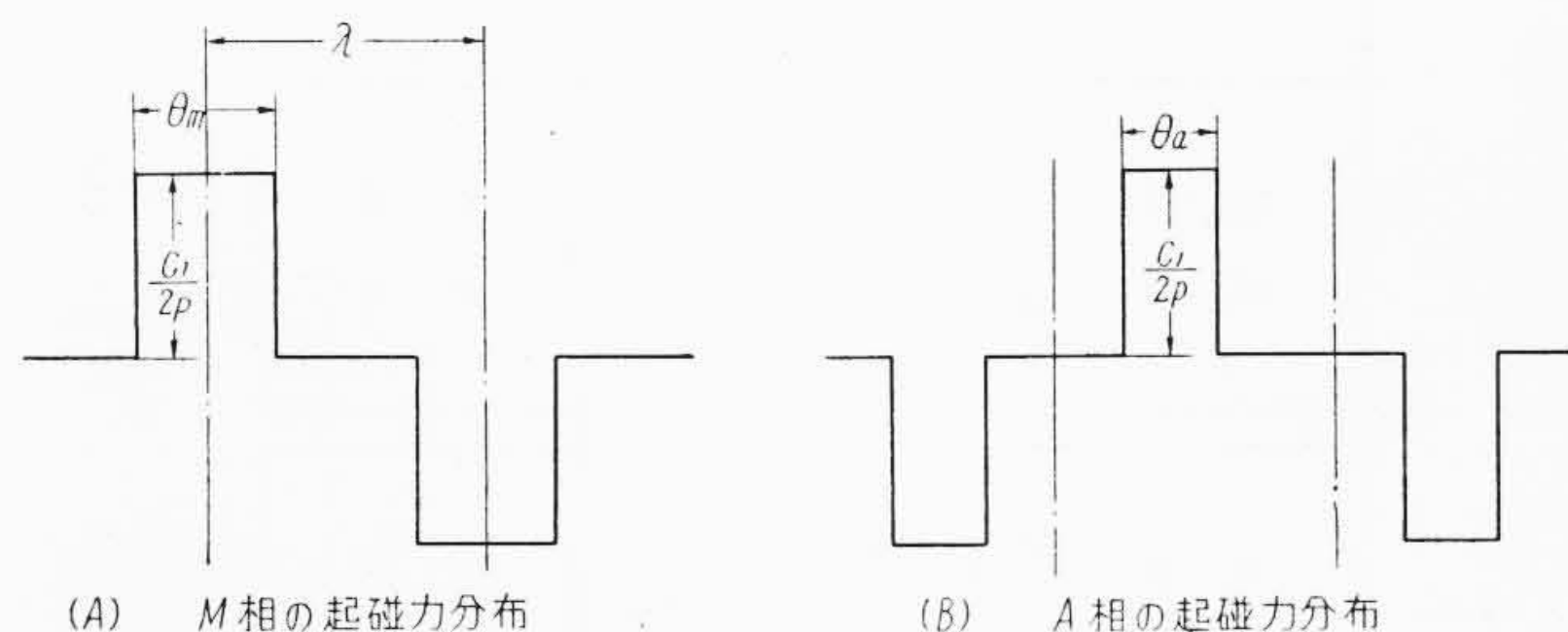
x_1 : 漏えい磁束 ϕ_1 による一次漏えいリアクタンス

x_2 : 漏えい磁束 ϕ_2 による一次漏えいリアクタンス

x_3 : 漏えい磁束 ϕ_3 による一次漏えいリアクタンス

Φ_m はM相空隙を通過する。その大きさは一次電流 I_1 に比例し、一次コイルと鎖交して、電圧 $jX_m I_1$ を誘起する。

Φ_a はA相空隙を通過してロータにはいる。同時にくま取コイルと鎖交して、電圧を誘起し電流を流す。このときくま取コイルに流れる電流 I_s' は、くま取コイルの抵抗 R_s' とリアクタンス x_s' に



第3図 ステータの起磁力分布

よって制限を受ける。

磁束 Φ_a の大きさは、くま取コイルがない場合には Φ_m と同じく I_1 に比例するが、くま取コイルがあるために、一次電流とくま取コイル電流との差

$$I_a = I_1 - I_s$$

に比例する。

ここに I_a は仮定の電流であり、 I_s は I_s' の一次換算値である。

磁束 Φ_a は、一次コイルと鎖交して電圧 $jX_a(I_1 - I_s) = jX_a I_a$ を誘起する。

漏えい磁束 ϕ_1 は、一次コイルと鎖交して電圧 $jx_1 I_1$ を生ずると考えられる。

くま取コイル電流 I_s によって発生する磁束 ϕ_s は、くま取コイルに電圧 $jx_s I_s$ を生ずると考えられる。

ϕ_2 はくま取コイルを通過しながら、ロータおよび対極の極片端にも行かずに漏えいする磁束である。

ϕ_2 は $I_1 - I_s = I_a$ という電流に比例し、一次コイルおよびくま取コイルと鎖交して、おのおのに電圧 $jx_2 I_a$ を誘起する。

ϕ_3 については、くま取コイルがない場合、極間漏えい磁束は I_1 に比例し、一次巻線に電圧 $jx_3 I_1$ を発生する。しかしくま取コイルが存在する場合には、 ϕ_3 は1個のくま取コイルと交わるだけであるから、 Φ_a の場合と異なり、 $I_1 - 1/2 I_s = 1/2 (I_1 + I_a)$ に比例する。したがって、 ϕ_3 は一次コイルに $E_1 = jx_3 / 2 (I_1 + I_a)$ という電圧を誘起する。この電圧は1対極の一次全巻回に発生した電圧である。くま取コイルとは1対極2個のうち、1個と交わるのみであるから換算したくま取コイルに ϕ_3 が発生する電圧は一次コイルに生ずる電圧の半分である。

すなわち

$$\begin{aligned} E_s &= \frac{E_1}{2} = \frac{1}{4} jx_3 (I_1 + I_a) = \frac{1}{4} jx_3 (2I_a + I_s) \\ &= \frac{jx_3}{2} I_a + \frac{jx_3}{4} I_s \end{aligned}$$

2.1.3 空隙磁界の高調波分析

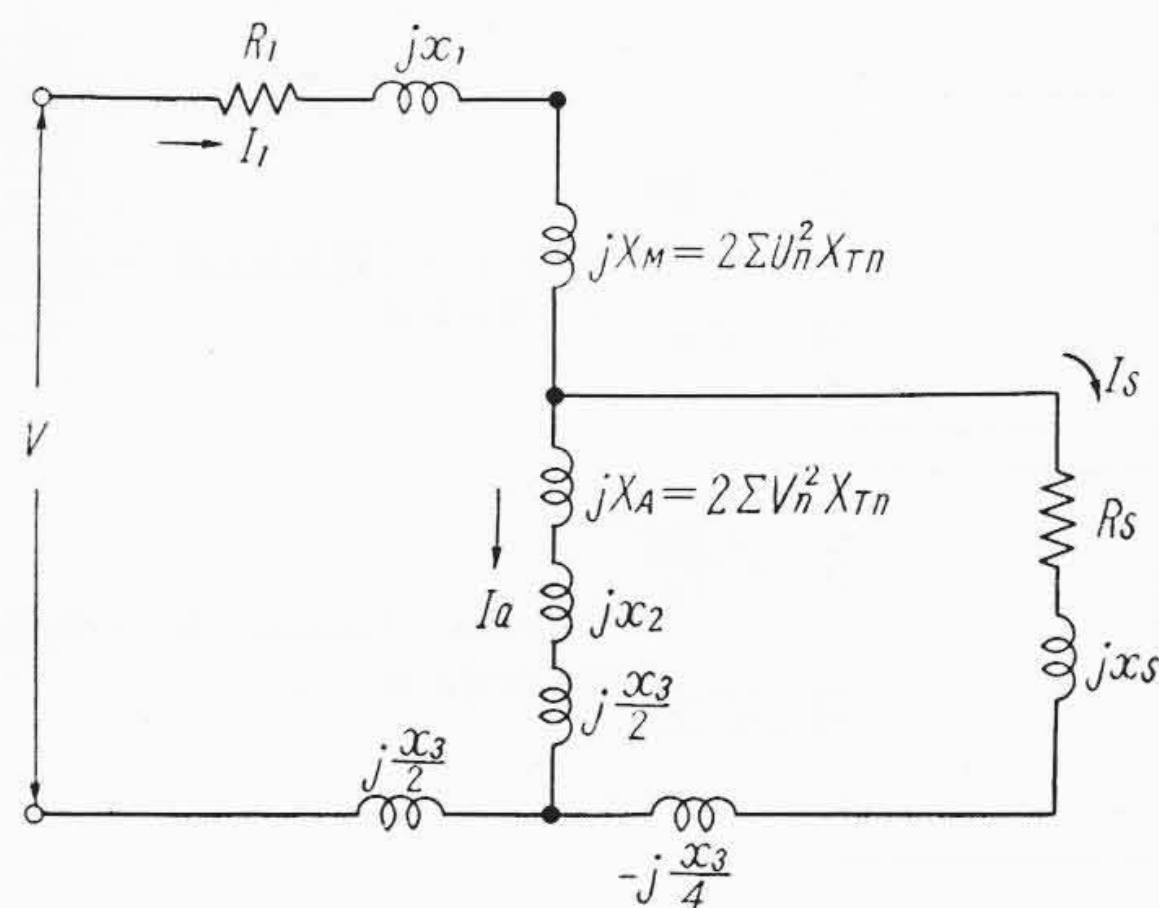
これまでの空隙磁界の形状について述べなかったが、くま取極電動機の空隙磁界は、非くま取部とくま取部の磁界がそれぞれ断続した矩形波をしていると考えられる。そして各相の空隙を通る磁束はその部分の有効幅（電気角 rad）の間に集中巻されているコイルによって発生すると仮定することができる。

各相の中心を基準にとり、極と極との間隔を λ とし、M相のコイルの有効幅を θ_m （電気角 rad）、A相のコイルの有効幅を θ_a （電気角 rad）とすれば、各相起磁力は第3図の(A)、(B)図のように表わすことができる。

$C_1/2P$ は1極の巻回数である。

この起磁力をフーリエ級数によって解析すれば

$$f(\lambda) = \frac{C_1}{2P} \cdot \frac{4}{\pi} \left(\sin \frac{\theta_m}{2} \cos \lambda + \frac{1}{3} \sin \frac{3\theta_m}{2} \cos 3\lambda + \dots \right) \quad (1)$$



第4図 ロータを開いた場合のくま取極電動機ステータの等価回路

$$g(\lambda) = \frac{C_1}{2P} \cdot \frac{4}{\pi} \left(\sin \frac{\theta_a}{2} \cos \lambda + \frac{1}{3} \sin \frac{3\theta_a}{2} \cos 3\lambda + \dots \right) \quad (2)$$

いま

$$U_n = \sin \frac{n\theta_m}{2} \quad (3)$$

$$V_n = \sin \frac{n\theta_a}{2} \quad (4)$$

n は高調波次数 = 1, 3, 5, ...

とおけば、 U_n 、 V_n は各高調波の最大値がコイルスパンにより変化する状態を示す。これをピッチ係数と称す。その場合、各次数の高調波における有効巻数のはつぎのとおりになる。

$$C_{mn} = C_1 \sin \frac{n\theta_m}{2} = C_1 U_n \quad (5)$$

$$C_{an} = C_1 \sin \frac{n\theta_a}{2} = C_1 V_n \quad (6)$$

さきに述べた各相の励磁リアクタンス X_m 、 X_a はそれぞれつぎのように表わしうる。

$$X_m = 2 \sum U_n^2 X_{Tn} = 2(U_1^2 X_{T1} + U_3^2 X_{T3} + U_5^2 X_{T5} + \dots) \quad (7)$$

ここに

X_{Tn} = 正弦波状の n 次高調波磁束にもとづく M、A 両相空隙の励磁リアクタンスの半分 ($n = 1, 3, 5, \dots$)

同様に A 相において

$$X_a = 2 \sum V_n^2 X_{Tn} = 2(V_1^2 X_{T1} + V_3^2 X_{T3} + V_5^2 X_{T5} + \dots) \quad (8)$$

すなわち、 X_m 、 X_a は各次高調波における正弦波状磁束にもとづく励磁リアクタンスの総和として与えられる。

2.1.4 電圧、電流等式と等価回路

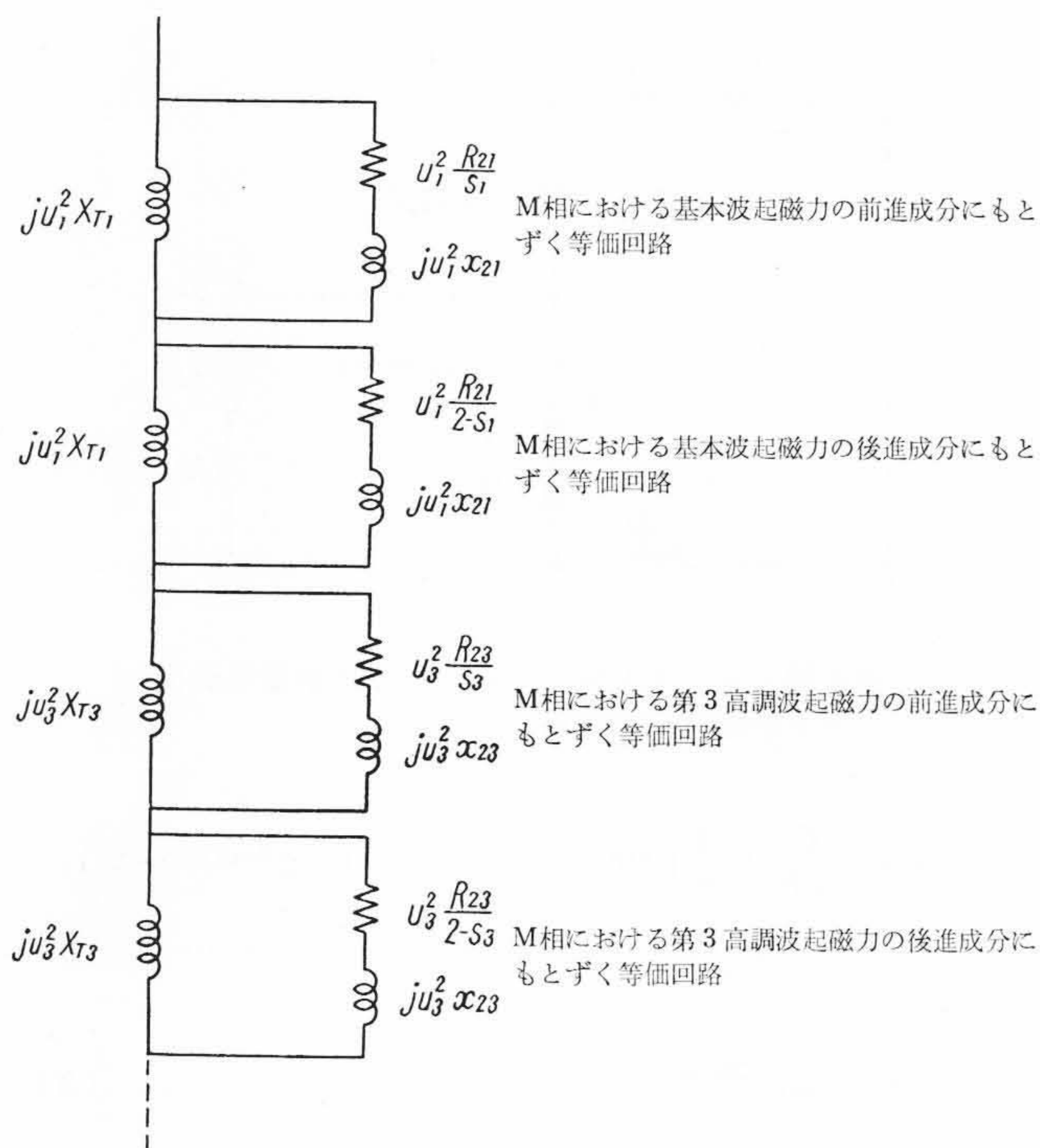
上述の考察にもとづいて、一次コイルおよびくま取コイルにおける電圧のバランスを考える。

一次コイルと鎖交する磁束は、 Φ_m 、 Φ_a 、 ϕ_1 、 ϕ_2 、 ϕ_3 であるから、一次印加電圧を V とすればつぎの等式が導かれる。

$$\begin{aligned} V &= I_1(R_1 + jx_1) + jX_m I_1 + jX_a I_a + jx_2 I_a + E_1 \\ &= I_1 \left(R_1 + jx_1 + jX_m + \frac{jx_3}{2} \right) + I_a \left(jX_a + jx_2 + \frac{jx_3}{2} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

くま取コイルと鎖交する磁束は、 Φ_a 、 ϕ_s 、 ϕ_2 、 ϕ_3 である。したがってつぎの関係が成立する。

$$\begin{aligned} I_s(R_s + jx_s) &= jX_a I_a + jx_2 I_a + j \frac{x_3}{2} I_a + j \frac{x_3}{4} I_s \\ &= I_a \left(jX_a + jx_2 + \frac{jx_3}{2} \right) + I_s \left(\frac{jx_3}{4} \right) \end{aligned} \quad (10)$$



第5図 M相空隙磁界による等価回路

(9)式および(10)式から第4図の等価回路が得られる。

2.2 ロータ回路を閉じた場合の解析

ロータ回路を閉じた場合には、回転する正弦波磁束はロータ導体と交わって電圧を誘起し電流を流す。その関係を明らかにするため、周知の回転磁界説を適用し、ステータの空隙磁束を前進成分と後進成分とに分解して、第5図のごとき等価回路をつくる。第5図はM相のみの等価回路で、各高調波電動機における前進、後進回転磁界による回路が直列に接続されている。

ここに

R_{2n} : n 次高調波電動機のロータ抵抗

x_{2n} : n 次高調波電動機のロータ漏えいリアクタンス

s_n : n 次高調波電動機のすべり

そのほかの諸元 X_{Tn} , U_n , V_n については先に説明した。

同様の結果はA相についても求めることができ、各相における n 次高調波にもとづくステータ、ロータの等価回路は第6図で表わすことができる。第6図の各ブロックはそれぞれ直列の抵抗成分とリアクタンス成分とに分けることができる。その結果を第7図に等価回路で示す。

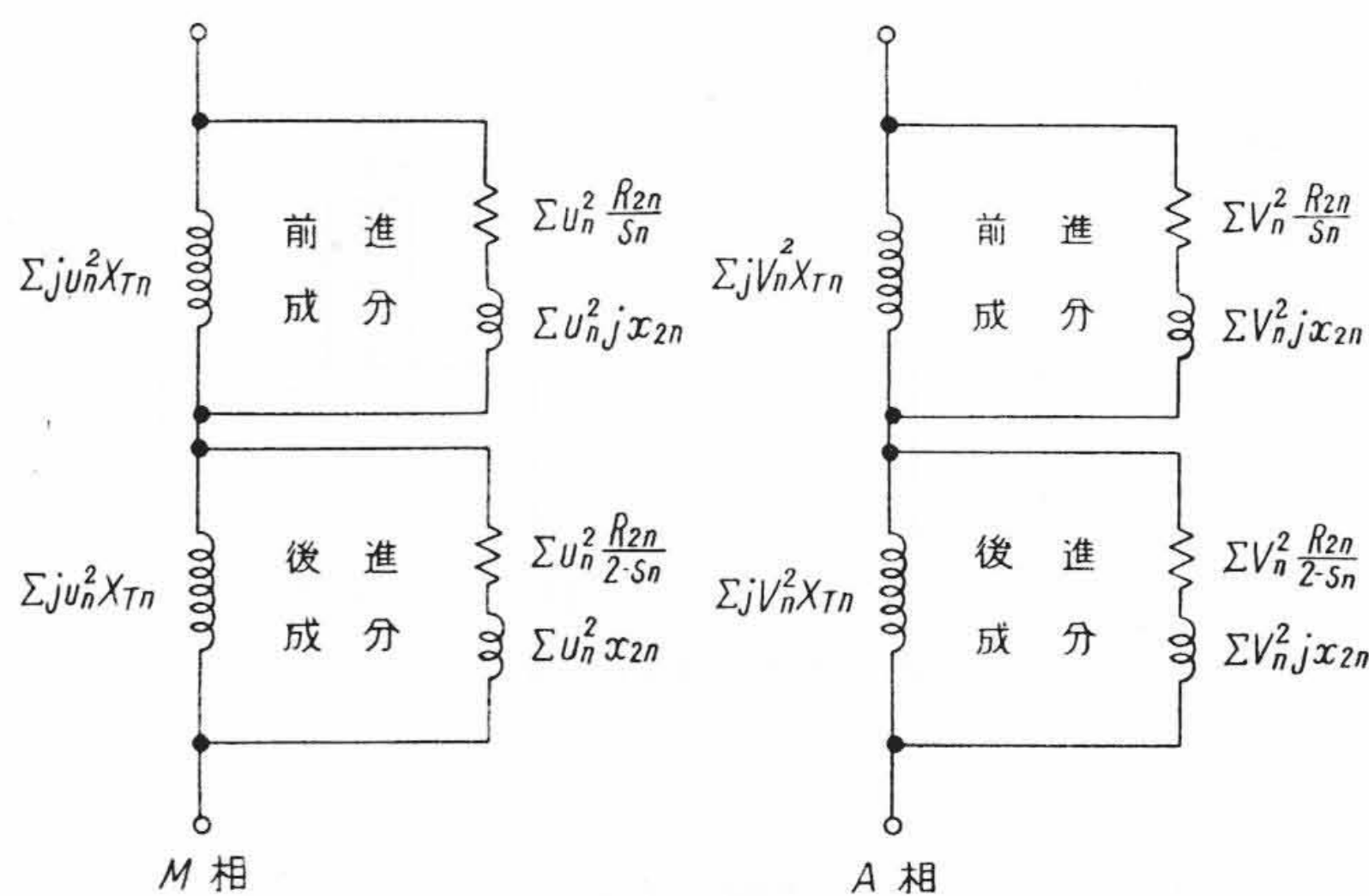
直列の各値はつぎのようになる。

$$R_{fn} = \frac{\frac{R_{2n}}{s_n}}{\left(\frac{R_{2n}}{s_n X_{Tn}}\right)^2 + \left(1 + \frac{x_{2n}}{X_{Tn}}\right)^2} \quad (11)$$

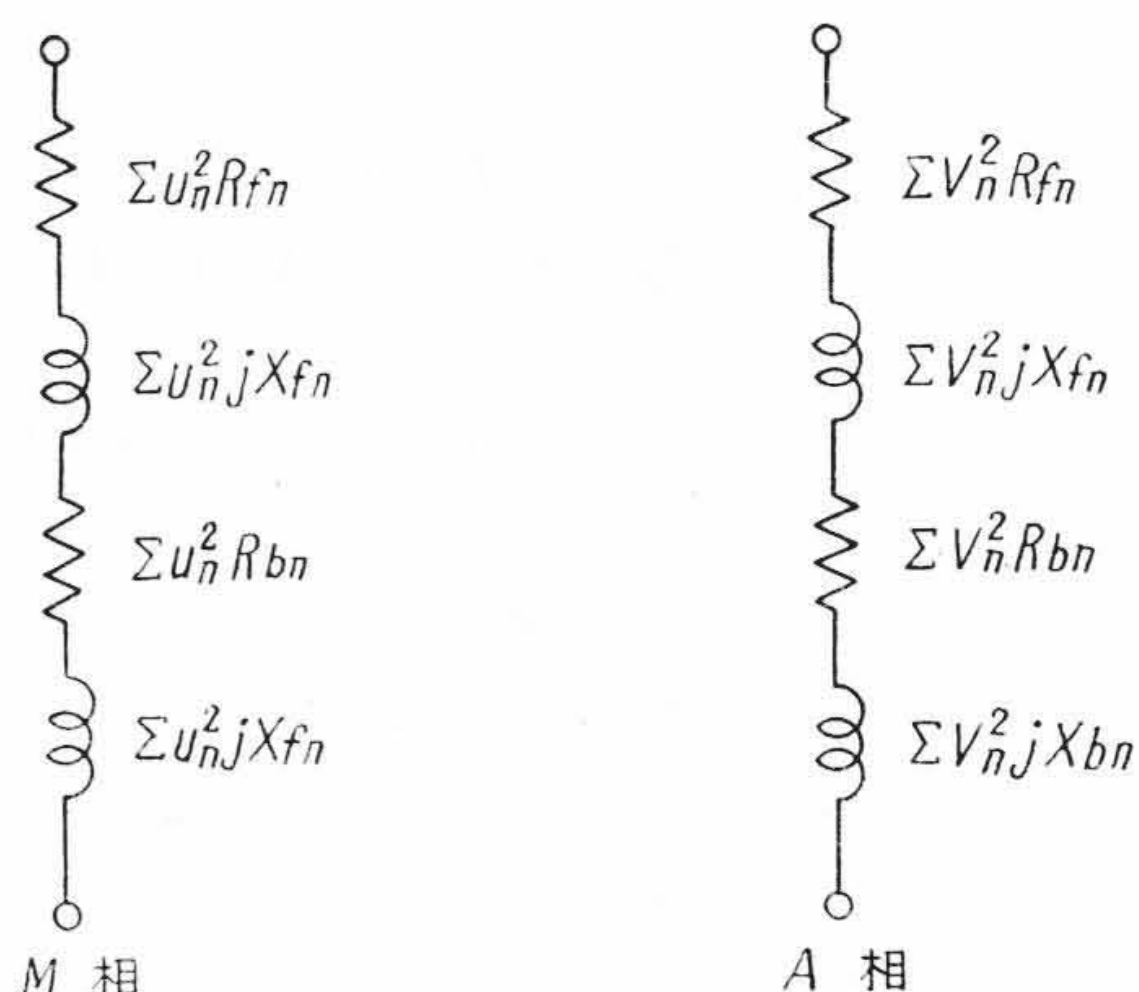
$$X_{fn} = \frac{\frac{R_{2n}^2}{s_n^2 X_{Tn}} + x_{2n} + \frac{x_{2n}^2}{X_{Tn}}}{\left(\frac{R_{2n}}{s_n X_{Tn}}\right)^2 + \left(1 + \frac{x_{2n}}{X_{Tn}}\right)^2} \quad (12)$$

$$R_{bn} = \frac{\frac{R_{2n}}{2-s_n}}{\left[\frac{R_{2n}}{(2-s_n) X_{Tn}}\right]^2 + \left(1 + \frac{x_{2n}}{X_{Tn}}\right)^2} \quad (13)$$

$$X_{bn} = \frac{\frac{R_{2n}^2}{(2-s_n)^2 X_{Tn}} + x_{2n} + \frac{x_{2n}^2}{X_{Tn}}}{\left[\frac{R_{2n}}{(2-s_n) X_{Tn}}\right]^2 + \left(1 + \frac{x_{2n}}{X_{Tn}}\right)^2} \quad (14)$$



第6図 ステータとロータの相関関係を表わす等価回路 (その1)



第7図 ステータとロータの相関関係を表わす等価回路 (その2)

脚字の f は前進成分, b は後進成分を示す。

M相の電流 I_1 は、M相の高調波巻線のすべてを流れる。その場合M相の n 次高調波磁束が、同じM相の n 次高調波巻線に生ずる電圧は次の式で示される。

$$E_{mMn} = U_n^2 I_1 [R_{fn} + R_{bn} + j(X_{fn} + X_{bn})] \quad (15)$$

同様に、A相の n 次高調波磁束が、同じA相の n 次高調波巻線に生ずる電圧は次の式で示される。

$$E_{aAn} = V_n^2 I_a [R_{fn} + R_{bn} + j(X_{fn} + X_{bn})] \quad (16)$$

上記の関係は、当然の結果として得られるが、ここでさらに非くま取部M相とくま取部A相との相互誘導を考えてみる必要がある。M相とA相との空間位相角を θ_n rad (電気角) とすれば、M相の n 次高調波磁束の前進回転成分がA相の n 次高調波巻線と交わって、A相巻線に生ずる電圧は

$$E_{mAnf} = U_n V_n I_1 (R_{fn} + jX_{fn}) \varepsilon^{-j\theta_n} \quad (17)$$

上式において、左辺の脚字は次の意味を示す。

m : M相の磁束

A : 電圧の発生するA相巻線

n : 高調波次数

f : 前進成分

右辺においては、 U_n はM相巻線、 V_n はA相巻線の巻回数に対応している。 $\varepsilon^{-j\theta_n}$ は位相変位を示し、磁束の波がU相から角 θ_n に対する時間だけ遅れてA相に達するという関係を表わしている。

同様にして、M相の n 次高調波磁束の後進成分が、A相の n 次高調波巻線に生ずる電圧は

$$E_{mAnb} = U_n V_n I_1 (R_{bn} + jX_{bn}) \varepsilon^{j\theta_n} \quad (18)$$

したがって、M相の n 次高調波磁束の全部が、A相巻線に生ずる電圧は

$$E_{mAn} = U_n V_n I_1 [(R_{fn} + jX_{fn})^{-j\theta n} + (R_{bn} + jX_{bn})\varepsilon^{j\theta n}] \quad (19)$$

まったく同様に、A相の n 次高調波磁束が、M相の n 次高調波巻線に生ずる電圧は次の式で与えられる。

$$E_{aMn} = U_n V_n I_a [(R_{fn} + jX_{fn})\varepsilon^{j\theta n} + (R_{bn} + jX_{bn})\varepsilon^{-j\theta n}] \quad (20)$$

2.3 等価回路およびその解

第4図のステータ等価回路に、さらにロータの諸関係を加えると第8図の等価回路が得られる。図において r_h は鉄損等価抵抗である。第8図からつぎの等式が導かれる。

$$\begin{aligned} V &= I_1 \left[R_1 + j \left(x_1 + \frac{x_3}{2} \right) \right] + \Sigma E_{mMn} + \Sigma E_{aMn} \\ &\quad + I_a \left[j \left(x_2 + \frac{x_3}{2} \right) \right] + \Sigma E_{aAn} + \Sigma E_{mAn} \\ &= I_1 \left\{ R_1 + j \left(x_1 + \frac{x_3}{2} \right) + \Sigma U_n^2 [R_{fn} + R_{bn} + j(X_{fn} + X_{bn})] \right. \\ &\quad \left. + \Sigma U_n V_n [(R_{fn} + jX_{fn})\varepsilon^{-j\theta n} + (R_{bn} + jX_{bn})\varepsilon^{j\theta n}] \right\} \\ &\quad + I_a \left\{ j \left(x_2 + \frac{x_3}{2} \right) + \Sigma V_n^2 [R_{fn} + R_{bn} + j(X_{fn} + X_{bn})] \right. \\ &\quad \left. + \Sigma U_n V_n [(R_{fn} + jX_{fn})\varepsilon^{j\theta n} + (R_{bn} + jX_{bn})\varepsilon^{-j\theta n}] \right\} \quad (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (I_1 - I_a) \left(R_s + jx_s - j\frac{x_3}{4} \right) &= I_a \left[j \left(x_2 + \frac{x_3}{2} \right) \right] + \Sigma E_{aAn} + \Sigma E_{mAn} \\ &= I_a \left\{ j \left(x_2 + \frac{x_3}{2} \right) + \Sigma V_n^2 [R_{fn} + R_{bn} + j(X_{fn} + X_{bn})] \right. \\ &\quad \left. + I_1 \{ \Sigma U_n V_n [(R_{fn} + jX_{fn})\varepsilon^{-j\theta n} + (R_{bn} + jX_{bn})\varepsilon^{j\theta n}] \} \right\} \quad (22) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 0 &= I_1 \left\{ -R_s - jx_s + j\frac{x_3}{4} + \Sigma U_n V_n [(R_{fn} + jX_{fn})\varepsilon^{-j\theta n} \right. \\ &\quad \left. + (R_{bn} + jX_{bn})\varepsilon^{j\theta n}] + I_a \left\{ R_s + jx_s - j\frac{x_3}{4} + j \left(x_2 + \frac{x_3}{2} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \Sigma V_n^2 [R_{fn} + R_{bn} + j(X_{fn} + X_{bn})] \right\} \right\} \quad (23) \end{aligned}$$

(21)式をつぎのように簡略化する。

$$V = I_1 \xi_1 + I_a \xi_2 \quad (24)$$

同様に(23)式について

$$0 = I_1 \zeta_1 + I_a \zeta_2 \quad (25)$$

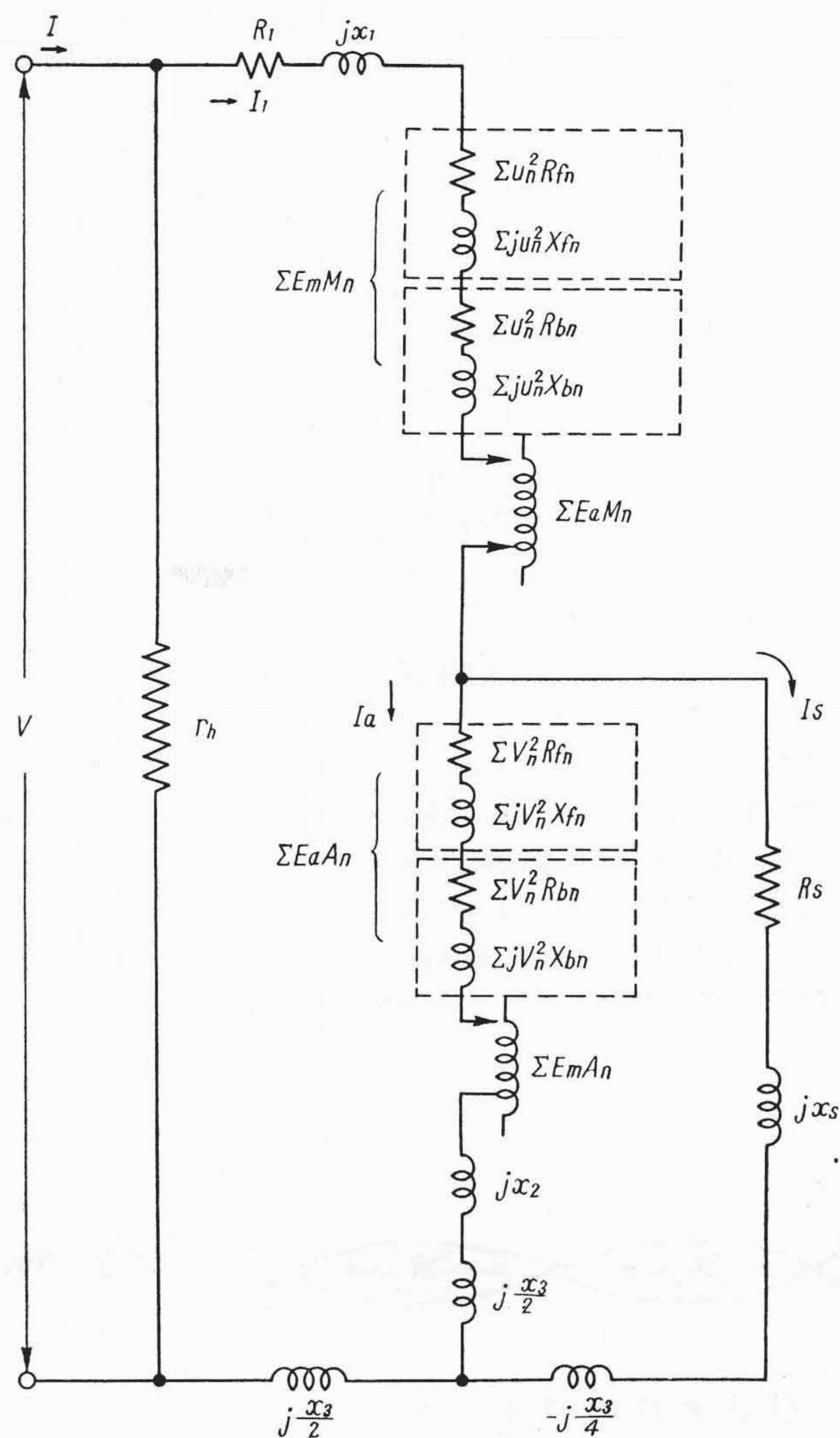
ここに

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \left\{ R_1 + j \left(x_1 + \frac{x_3}{2} \right) + \Sigma U_n^2 [R_{fn} + R_{bn} + j(X_{fn} + X_{bn})] \right. \\ &\quad \left. + \Sigma U_n V_n [(R_{fn} + jX_{fn})\varepsilon^{-j\theta n} + (R_{bn} + jX_{bn})\varepsilon^{j\theta n}] \right\} \quad (26) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \xi_2 &= \left\{ j \left(x_2 + \frac{x_3}{2} \right) + \Sigma V_n^2 [R_{fn} + R_{bn} + j(X_{fn} + X_{bn})] \right. \\ &\quad \left. + \Sigma U_n V_n [(R_{fn} + jX_{fn})\varepsilon^{j\theta n} + (R_{bn} + jX_{bn})\varepsilon^{-j\theta n}] \right\} \quad (27) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \zeta_1 &= \left\{ -R_s - jx_s + j\frac{x_3}{4} + \Sigma U_n V_n [(R_{fn} + jX_{fn})\varepsilon^{-j\theta n} \right. \\ &\quad \left. + (R_{bn} + jX_{bn})\varepsilon^{j\theta n}] \right\} \quad (28) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \zeta_2 &= \left\{ R_s + jx_s - j\frac{x_3}{4} + jx_2 + j\frac{x_3}{2} + \Sigma V_n^2 [R_{fn} + R_{bn} \right. \\ &\quad \left. + j(X_{fn} + X_{bn})] \right\} \quad (29) \end{aligned}$$



第8図 くま取極単相誘導電動機の等価回路

(24)と(25)を解いて I_1 と I_a が求められる。

$$I_1 = \frac{V \zeta_2}{\xi_1 \zeta_2 - \xi_2 \zeta_1} \quad (30)$$

$$I_a = \frac{-V \zeta_1}{\xi_1 \zeta_2 - \xi_2 \zeta_1} \quad (31)$$

n 次高調波磁束にもとづくトルクはつぎの関係から求められる。第8図の等価回路において、空隙を通過してロータと鎖交する磁束にもとづく消費電力がすべてトルクとなると仮定すると、同期ワットで表わしたトルクは、つぎのように電流（ステータの各相の起磁力を表わす）と電圧（磁束を表わす）の積で示される。

すなわち

$$T_n = n [\bar{I}_1 (E_{mMnf} - E_{mMnb} - E_{aMnf} - E_{aMnb}) + \bar{I}_a (E_{aAnf} - E_{aAnb} + E_{mAnf} - E_{mAnb})] \text{real} \dots (32)$$

ここに

T_n = n 次高調波トルク

n = 高調波次数

$\bar{I}_1$, $\bar{I}_a$ はそれぞれ I_1 , I_a の共役複素数を示す。そのほかの符号は前掲のとおりである。()内の-は後進回転磁界による負のトルクを示す。上式を書きかえれば

$$\begin{aligned} T_n &= n (R_{fn} - R_{bn}) (U_n^2 I_1^2 + V_n^2 I_a^2 + 2 U_n V_n |I_1| |I_a| \cos \Psi \cos \theta_n) \\ &\quad + n (R_{fn} + R_{bn}) 2 U_n V_n |I_1| |I_a| \sin \Psi \sin \theta_n \text{ (同期ワット)} \quad (33) \end{aligned}$$

ここに Ψ は I_1 と I_a 間の位相角である。

第 1 表 計算値と実測値との比較

電圧/周波数		計 算 値	実 測 値
		100V/50~	100V/50~
拘 束 時	電 流	1.48A	1.45A
	入 力	92.4W	97.1W
	力 率	62.6%	67.2%
	ト ル ク	773 g-cm	800 g-cm
負 荷 時 s=0.15	電 流	1.10A	1.03A
	入 力	69.3W	64.0W
	力 率	63.3%	62.1%
	ト ル ク	1,420 g-cm	1,250 g-cm

3. 計算例と結果の検討

つぎにこの理論を用いて、扇風機用くま取極電動機について計算を行った。計算の結果を実測値と比較して第 1 表に示す。

この計算では第 5 高調波電動機までを計算した。第 5 高調波の影響はかなり小さく、大体ここまで計算すれば概略の特性をはあくできると考えられる。ただし、非くま取極とくま取極の極弧の割合いかにによっては第 7 高調波を考慮することが必要である。磁界分布については前述のごとく矩形波と仮定した。実測によれば極間はかなり磁束が減少し、正確には矩形波ではない。しかし矩形波として取扱えば計算が簡便で大略の目的は達せられる。本報ではまた一般の機器の解析と同じく磁束の飽和は無視した。磁束の飽和が磁束波

形に与える影響は大きいが、電流の値によって変化する飽和の影響を正確に計算にとり入れることはむずかしい。今後は飽和係数というような形で、飽和の傾向を表示することを考えてみたい。

4. 結 言

くま取極電動機の解析は複雑で、計算を試みても実測値と一致しないというのが通例であった。本論文においては、磁界をフーリエ級数により各高調波に分解し、回転磁界説を用いてステータとロータとの相関々係を求め、さらに各相間の相互誘導を考慮して等価回路を作成した。そして電流とトルクの式を求めた。計算の結果は実測値とよく一致した。

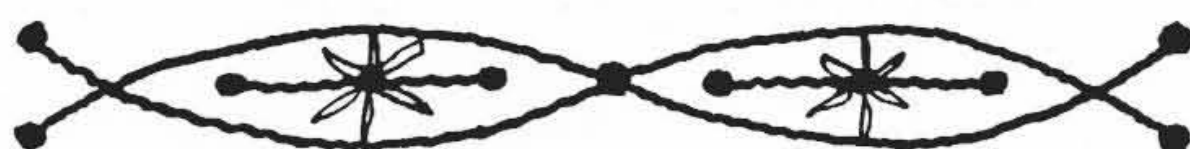
終りにのぞみ、本研究に対し終始ご援助賜わった日立製作所多賀工場久米部長、島田課長、藤井課長に感謝申上げる。またご懇篤なるご指導を賜わった日立製作所日立研究所三浦所長、今尾部長、一木博士に厚くお礼申上げる。さらに実験と計算に格別のご尽力をいただいた大西、高橋、山室君に深く感謝する。

参 考 文 献

- (1) 藤井：日立評論 34, p. 1081~1089 (昭 27)
- (2) Triekey: AIEE 55, p. 1007~1014 (1936)
- (3) Triekey: AIEE 66, p. 1431~1438 (1947)
- (4) Chang: AIEE 70, p. 690~699 (1951)
- (5) Puchstein, L. Loyd: AIEE 54, p. 1235~1239 (1935)
- (6) Morrill: AIEE 48, p. 614~632 (1929)



特 許 の 紹 介



特 許 第 257473 号

渡 部 富 治

流 体 変 速 機 の 制 御 装 置

この発明の流体変速機の制御装置は、トルクコンバータの出力軸の速度をそれぞれ異なった一定速度範囲でのみ検出する 2 個のガバナ 1, 2 を設け、両ガバナの作動取出し杆をフローチングレバーで互いに連結し、そのフローチングレバーの中間部を燃料ポンプの操作機構に連結したものである。

ガバナ 1 は遠心調速機と位置制御形サーボモータとで構成し、ガバナ 2 は歯車ポンプ、サーボモータ、ノズルおよび安全弁で構成する。

上記の構成においては、燃料ポンプはトルクコンバータの出力軸の速度が低い範囲でも、またある一定の高速範囲でも減速側に操作される。したがって、その範囲ではエンジンの出力が制限を受けることになる。このような制限をガバナ 1 および 2 によって自動的に与えるようにしておけば、それに応じてトルクコンバータの特性を修正することができる。すなわち、運転者が一定の燃料レバーの位置でエンジンを運転していても、トルクコンバータの出力軸の速度に応じてエンジンは適当に制御される。まず、トルクコンバータの出力軸の速度が低い範囲では、従来ならば高いトルクが出力軸に伝わるのであるが、ガバナ 2 の働きによりエンジンの出力が制限されて高いトルクの発生することが防止される。つぎに、軽負荷のためトルクコンバータの出力軸の速度があまりにも高速になろうとすると、ガバナ 1 の働きによりエンジンの出力が制限され、出力軸の速度がある一定値以上になることが防止される。

このように、この発明によれば、ガバナ 1 および 2 を目的に応じてそれぞれ異なった一定速度範囲でのみ働くようにすることにより、トルクコンバータの特性をたとえば建設機械の駆動に適するよう容易に修正することができる。

(富田)

