新方式 VR 形 1 X レゾルバの理論と特性

正員 石 崎 彰 (東京電機大)

学生員 高 崎 一 彦 (東京電機大)

正員 下 村 昭 二 (職業能力開発大)

正員 正 木 耕 一 (多摩川精機)

正員 北 沢 完 治 (多摩川精機)

Theory and Characteristics on Novel Variable Reluctance 1X Resolver

Akira Ishizaki, Member, Kazuhiko Takasaki, Member (Tokyo Denki University), Shoji Shimomura, Member (The Polytechnic University), Kouichi Masaki, Member, Kanji Kitazawa, Member (Tamagawa Seiki Co., Ltd.)

Although brushless resolvers have been widely used as angular position transducers, they are expensive due to the intricate construction having rotary transformer which supplies the exciting coils wound on the rotor poles with the current.

The authors have shown theoretically in the present paper that the resolver without rotary transformer or brushes can be realized by the simple construction which consists of the stator core with both 4-poles exciting windings and 2-poles output ones and the rotor core carrying no windings. In this resolver the rotor core has the minimum gap at one side and the maximum gap at another side of a diameter and is characterized by the outer surface form which makes the fluctuation part of gap permeance vary in proportion to $\cos \theta$, where θ represents angular position of a point in the air gap with respect to the origin on the rotor, the point of minimum air gap. The method determining the rotor form to embody the above mentioned gap permeance variation is also shown.

It has been confirmed by not only simulation but also experiment that the 2 phase output voltages of a model designed based on the theory have sinusoidal waveforms with very small harmonic contents. Moreover, the rotor position detected by processing the output voltages through the conventional resolver/digital converter was within acceptable engineering accuracy.

キーワード：レゾルバ，VR 形，回転位置検出，最適回転子形状，電気誤差

1. ま え が き

レゾルバは回転子位置検出装置として、ロータリエンコーダとともに広く用いられている。 N を正の整数とするとき、レゾルバの出力信号としては、一般に回転子 1 回転で N 周期の正弦波電圧を発生することができる。この場合 NX レゾルバと表示するように定義されている⁽¹⁾。しかし、絶対位置を直接表示できるのは、1 回転で 1 周期の出力信号であるので、本論文では単相励磁 2 相出力の 1 X レゾルバについて述べる。現在使用されているブラシレス形レゾルバは、回転子の励磁巻線に励磁電流を供給するために回転トランスを用いているので、構造が複雑で高価である。このため、回転子に巻線を持たない構造で、エアギ

ャップにおけるリラクタンス変化を利用した VR 形レゾルバについての研究が各方面で行われてきた。現在実用化されているのは、偏心回転子を使用した 2 相励磁単相出力方式で、出力電圧の位相差から角度を検出する方式⁽²⁾であるが、より簡単な単相励磁 2 相出力の方式はこれまで実用化されていない。

筆者らは、4 極の励磁巻線と 2 極の出力巻線の双方をいづれも固定子に設けるとともに、ギャップパーミアンスの円周方向の位置に対する変化が適切になるような回転子形状とすれば、回転子は巻線を持たない鉄心のみの簡単な構造によって、出力巻線には、その振幅が回転子の位置に応じて全円周を 1 周期として正弦波形で変化する、2 相電圧を得られることを理論的に明らかにした。また、このため

にどのような回転子形状とすればよいかを検討し、その結果に基づいて設計したモデルについてシミュレーションを行うとともに、試作機を製作して実験を行い、出力電圧について計算値と測定値との比較を行った。また、測定した位置検出誤差もほぼ満足すべき結果が得られたので報告する。

2. VR 形 1 X レゾルバの原理と基本構成

〈2・1〉 原理 本方式の VR 形 1 X レゾルバは、スロットを設けた固定子鉄心と特殊な突極形状の回転子鉄心からなっていて、固定子のスロットには、4 極の励磁巻線と、空間的に 90 度離れた位置に配置された 2 組の 2 極出力巻線が納められている。1 X レゾルバにおいて検出誤差を低減するためには、2 組の出力巻線の誘導電圧が 90 度位相が異なっていて、回転子位置に応じて正弦波形で変化し、含まれる高調波成分を最小にすることが必要である。本方式においてこれを実現するためには、回転子外周形状が極めて重要であるので、これを検討するために、図 1 のようなスロットのない固定子鉄心を考えてみる。図において、回転子外周の各点でギャップ長が異なるが、ギャップ長最小の位置を原点として回転子上にとった座標を θ_2 とするとき、単位面積当たりのギャップパーミアンズ（以後単にギャップパーミアンズという）が θ_2 に対して

$$P_{00} + P_{01} \cos(\theta_2) \dots\dots\dots (1)$$

のように変化するような回転子外周形状を考えてみる。

固定子鉄心のスロットに納められた 4 極の励磁巻線に電流 i を流したときに生ずる起磁力の基本波成分のみを考えると、

$$F = \frac{\sqrt{3} W_e k_{w1} i}{2\pi} \sin(2\theta_1) \dots\dots\dots (2)$$

となる。ここで、 W_e は励磁巻線の全巻数、 k_{w1} は基本波に対する巻線係数、 θ_1 は励磁巻線の隣接する 2 コイルの中間の歯の中央に原点をとって固定子に設定された座標である。

回転子の静止時において、両座標の原点の間の角度が図 1 に示すように ψ であるとする、

$$\theta_2 = \theta_1 - \psi \dots\dots\dots (3)$$

図 1 座標およびギャップ長

Fig. 1. Relationship between coordinates θ_1 and θ_2 , and definition of air-gap δ_0 , δ_1 and δ_2 .

の関係がある。これを (1) 式に代入するとギャップパーミアンズは、

$$P_{00} = P_{01} \cos(\theta_1 - \psi) \dots\dots\dots (4)$$

となる。したがって、(2) 式と (4) 式の積としてギャップ磁束密度が求められ、次式で表わされる。

$$B = \frac{\sqrt{3} W_e k_{w1} i}{2\pi} \sin(2\theta_1) \{P_{00} + P_{01} \cos(\theta_1 - \psi)\} \dots\dots (5)$$

励磁電流を

$$i = \sqrt{2} I \cos(\omega t) \dots\dots\dots (6)$$

として表わすものとし、これを (5) 式に代入して式を展開整理すれば、

$$\begin{aligned} B = & \frac{\sqrt{6} W_e k_{w1} I}{4\pi} P_{01} \sin(\theta_1 + \psi) \cos(\omega t) \\ & + \frac{\sqrt{6} W_e k_{w1} I}{2\pi} P_{00} \sin(2\theta_1) \cos(\omega t) \\ & + \frac{\sqrt{6} W_e k_{w1} I}{4\pi} P_{01} \sin(3\theta_1 - \psi) \cos(\omega t) \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

となる。この式の θ_1 の係数から明らかなように、空間分布としては 2 極、4 極および 6 極の成分を持ち、 ω の角周波数で交番するギャップ磁束密度が存在することになる。そこで、出力巻線を 2 極として、Y 結線の 3 相巻線の U 相と V 相の 2 相のみを用いた単相巻線とすると、4 極および 6 極の磁束によっては電圧を誘導せず、(7) 式の第 1 項で示される 2 極成分によってのみ電圧を誘導するので、回転子位置を表わす ψ によって変化する電圧が得られることがわかる。これが本方式の原理である。

〈2・2〉 回転子鉄心の形状 本方式において、ギャップパーミアンズが (1) 式で表わされるような回転子外周形状とすることが最も重要であるので、これを実現するためにはどのような形状とすべきかを検討してみる。

この回転子の位置 θ_2 におけるギャップ長を δ_{θ_2} とし鉄心が飽和していないと考え、 μ_0 を真空の透磁率とすると、

$$\frac{\mu_0}{\delta_{\theta_2}} = P_{00} + P_{01} \cos(\theta_2) \dots\dots\dots (8)$$

であるので

$$\delta_{\theta_2} = \frac{\mu_0}{P_{00} + P_{01} \cos(\theta_2)} \dots\dots\dots (9)$$

と表わされる。

θ_2 が $\pi/2$ および $3\pi/2$ のときは $\cos(\theta_2) = 0$ となるのでこの点のギャップ長を δ_0 とすると、

$$P_{00} = \frac{\mu_0}{\delta_0} \dots\dots\dots (10)$$

となる。また、 $\theta_2 = 0$ のときは $\cos(\theta_2) = 1$ で、ギャップは最小値となるので、これを δ_1 とし、(10) 式の関係を用いて整理すると、

$$P_{01} = \frac{\mu_0}{\delta_0} \left(\frac{\delta_0}{\delta_1} - 1 \right) \dots\dots\dots (11)$$

の関係が得られる。したがって、(10) および (11) 式より (9) 式は

$$\delta_{\theta_2} = \frac{\delta_0}{1 + \left(\frac{\delta_0}{\delta_1} - 1 \right) \cos(\theta_2)} \dots\dots\dots (12)$$

図 2 励磁巻線の構成
Fig. 2. Construction of exciting coils.

として表わされる。ここで $\delta_0/\delta_1=2$ のとき $\theta_2=-\pi$ におけるギャップ長が ∞ となるので $\delta_0/\delta_1 < 2$ でなくてはならないし、また δ_0/δ_1 が 2 に非常に近い値でも $\theta_2=-\pi$ における最長ギャップが著しく大きくなるので現実的でない。

固定子は真円であるとして内周の半径を r_1 とすれば座標 θ_2 の位置における外周と中心との間の長さ $r_{\theta 2}$ は次式で表わされる。

$$r_{\theta 2} = r_1 - \frac{\delta_0}{1 + \left(\frac{\delta_0}{\delta_1} - 1\right) \cos(\theta_2)} \quad (13)$$

この理論においては、ギャップ中の磁束線が半径方向に通っているという仮定があるので、(13)式の外周形状としてもギャップパーミアンスの式には γ が 2 以上の整数に対応する

$$\sum_{\gamma} P_{0\gamma} \cos(\gamma\theta_2) \quad (14)$$

の項が含まれる可能性がある。しかし、この項の大きさは δ_0 と δ_1 の値によって変化するので、これらの値をシミュレーションの結果を用いて適切に選定することによって、後述のモデルのように、(14)式の値を実用上問題のない程度に小さくすることが可能である。

〈2・3〉 励磁巻線および出力巻線 励磁巻線は 4 極の単相巻線で、固定子スロットに納められている。通常数百から数千 Hz 程度の周波数の電流を流して磁束を作るが、ギャップにおける起磁力分布をできるだけ正弦波形にすることが望ましいので、3 の倍数の高調波成分を除去するために、交流機の 3 相巻線のうちの U 相と V 相の 2 相を中性点で接続したものを単相巻線として使用することとした。通常の交流機では 2 層巻線を使用することが多い。例えば、毎極毎相のスロット数が 1 で、2 層全節巻の場合の U 相と V 相のスロットにおける導体の配置を図 2 (a) に、またコイルの形状および導体の配置を図 2 (b) に示す。図 2 (b) においては、簡単のためにコイル間の接続は省略されているが、図の矢印の方向に電流が流れるように接続されている。本レゾルバでは、巻線を簡単にし、かつコイル端部の長さを短縮するために、図 2 (c) のような単層同心

図 3 巻線配置図
Fig. 3. Configuration of windings.

巻線を用いている。各スロットにおける導体数と電流方向が同じであれば、起磁力分布波形は同一となるので、図 2 (b) と (c) の巻線は全く同一の起磁力を生ずる。

出力巻線は 90 度空間的に離れた位置に配置された 2 組の 2 極の単相巻線で構成されている。これらの出力巻線も励磁巻線と同様な考え方で、単層同心巻線とし、すべて固定子スロットに納められている。本レゾルバでは、固定子スロット数を 12 としたので、全体の巻線配置は図 3 のようになっている。

3. 静止時誘導電圧

〈3・1〉 出力巻線の誘導電圧 〈2・1〉節では原理的な説明をするために、起磁力については基本波成分のみを考慮してきたが、ここでは高調波も含めて考えるものとする、起磁力は

$$F = \sum_n (-1)^n \frac{\sqrt{3} W_e k_{wn} i}{2\pi n} \sin(2n\theta_1) \cos(\omega t) \quad (15)$$

となる。ここで、 $n=1+6l$ で、 l は零および正、負の整数を表わし、 k_{wn} は n 次高調波に対する巻線係数である。また、ギャップパーミアンスについても、固定子スロットによる脈動と、回転子外周形状が理想的ではない場合を考慮すると、

$$\sum_{\alpha} \sum_{\gamma} P_{\alpha\gamma} \cos(\alpha Z_1 \theta_1 + \gamma \theta_2) = \sum_{\alpha} \sum_{\gamma} P_{\alpha\gamma} \cos\{(aZ_1 + \gamma)\theta_1 - \gamma\psi\} \quad (16)$$

として表わされる。ここで Z_1 は固定子スロット数、 α および γ は零および正、負の整数で固定子および回転子のスロット開口部によるギャップパーミアンス脈動の基本波 ($|\alpha|, |\gamma|=1$) ならびに高調波 ($|\alpha|, |\gamma| \geq 2$) の次数を示す。磁束密度は (15) 式と (16) 式の積として求められ

$$B = \sum_{\gamma} \sum_{n'} B_{\gamma n'} \sin(n' \theta_1 - \gamma \psi) \cos(\omega t) \quad (17)$$

となる。ここで、

$$n' = 2n + \alpha Z_1 + \gamma \quad (18)$$

で、また $B_{\gamma n'}$ は

$$B_{rn'} = \frac{\sqrt{6} W_e I}{2\pi} \sum_n (-1)^n \frac{k_{wn}}{n} P_{n'2n} \dots (19)$$

として表わされ $P_{n'2n}$ は $2n$ 次の起磁力によって生ずる n' 次の磁束密度を求めるのに用いられるハーモニックパーミアンス⁽³⁾⁽⁴⁾である。

この磁束密度と出力巻線との鎖交磁束を求める。図3に示されるコイルをスロット番号で表わすものとする、出力巻線1はそれぞれ同一の巻数 w を有する4個のコイル(1-6)、(2-5)、(7-12)および(8-11)によって構成されているので、(17)式を用いてこれらのコイルの鎖交磁束を計算する。まず幅の広いコイル(1-6)と(7-12)について考えると、この両者は逆極性に接続されるので、

$$\begin{aligned} \Phi_{r(1-6)} - \Phi_{r(7-12)} &= \sum_{n'} \frac{2w l_a \tau B_{rn'}}{n' \pi} \cos\left(n' \frac{\pi}{12}\right) \\ &\quad \times \{\cos(\gamma\psi) - \cos(\gamma\psi - n'\pi)\} \\ &\quad \times \cos(\omega t) \dots (20) \end{aligned}$$

となる。ここで τ は極間隔、 l_a は鉄心長である。この式で n' が偶数であれば $\{\}$ 内は零となるので、 n' のなかの奇数次成分のみを考えればよく、これを n'_0 とすれば(20)式は

$$\begin{aligned} \Phi_{r(1-6)} - \Phi_{r(7-12)} &= \sum_{n'_0} \frac{4w l_a \tau B_{rn'_0}}{n'_0 \pi} \cos\left(n'_0 \frac{\pi}{12}\right) \\ &\quad \times \cos(\gamma\psi) \cos(\omega t) \dots (21) \end{aligned}$$

として表わされる。

次に、幅の狭いコイル(2-5)と(8-11)についても同様にして

$$\begin{aligned} \Phi_{r(2-5)} - \Phi_{r(8-11)} &= \sum_{n'_0} \frac{4w l_a \tau B_{rn'_0}}{n'_0 \pi} \cos n'_0 \left(\frac{\pi}{12} + \phi_w \right) \\ &\quad \times \cos(\gamma\psi) \cos(\omega t) \dots (22) \end{aligned}$$

が得られる。ここで ϕ_w は空間角で表わしたスロットピッチで、この場合 $\phi_w = \pi/6$ である。したがって、(21)式と(22)式の和として、出力巻線1の全鎖交磁束を求めることができるが、これを整理して示すと、

$$\begin{aligned} \Phi_{rd1} &= \sum_{n'_0} \frac{2W_a k_{wn'_0} l_a \tau B_{rn'_0}}{n'_0 \pi} \cos\left(n'_0 \frac{\pi}{6}\right) \\ &\quad \times \cos(\gamma\psi) \cos(\omega t) \dots (23) \end{aligned}$$

となる。ここで、 W_a は出力巻線の全巻数である。

同様に出力巻線2の全鎖交磁束も求めることができる、

$$\begin{aligned} \Phi_{rd2} &= \sum_{n'_0} \frac{2W_a k_{wn'_0} l_a \tau B_{rn'_0}}{n'_0 \pi} \cos\left(n'_0 \frac{\pi}{6}\right) \sin\left(n'_0 \frac{\pi}{2}\right) \\ &\quad \times \sin(\gamma\psi) \cos(\omega t) \dots (24) \end{aligned}$$

として表わされる。

ギャップパーミアンスが(1)式で示されるような回転子形状においては $\gamma=0$ と $\gamma=\pm 1$ の場合を考えればよい。

(1) $\gamma=0$ の場合には(18)式から $n'=2+12(l+\alpha)$ で偶数次となり鎖交磁束は零となる。

(2) $\gamma=1$ の場合には(18)から $n'=3+12(l+\alpha)$ で3の倍数の奇数となるので、これを n'_0 として(23)および(24)式に代入すると、 $\cos(n'_0\pi/6)=0$ となるので、鎖交磁束は零となる。

(3) $\gamma=-1$ の場合には(18)式から $n'=1+12(l+\alpha)$ で奇数となるので、これを n'_0 として、(23)および(24)式に代入すると、 $\cos(n'_0\pi/6)=\sqrt{3}/2$ 、また $\sin(n'_0\pi/2)=1$ となる。

したがって、 $\gamma=-1$ の場合のみを考えればよいことになるので、この条件のときの(23)および(24)式の時間微分として出力巻線の誘導電圧を求めることができる。

出力巻線1に誘導される電圧は、

$$e_1 = \sqrt{2} E_d \cos(\psi) \sin(\omega t) \dots (25)$$

また、出力巻線2に誘導される電圧は、

$$e_2 = -\sqrt{2} E_d \sin(\psi) \sin(\omega t) \dots (26)$$

となる。ここで

$$E_d = \frac{\omega \sqrt{3} W_e W_a l_a \tau I}{\pi^2} \sum_{n'_0} \sum_n (-1)^n \frac{k_{wn} k_{wn'_0}}{n n'_0} P_{n'_0 2n} \dots (27)$$

である。

しかし、回転子形状が理想的でない場合には、 $|\gamma|$ が2以上の値に対する誘導電圧も存在するので、これについて検討してみる。 γ が偶数の場合には n' も偶数となるので、鎖交磁束は零となり、電圧は誘導されない。 γ が3の場合には $n'=5+12(l+\alpha)$ 、また γ が-3の場合には $n'=-1+12(l+\alpha)$ となるので、出力巻線1には

$$\sqrt{2} E_{d3} \cos(3\psi) \sin(\omega t) \dots (28)$$

出力巻線2には

$$\sqrt{2} E_{d3} \sin(3\psi) \sin(\omega t) \dots (29)$$

の電圧が誘導されることになる。特に γ が-3の場合には、 $n'_0=-1$ の次数が存在することになり、影響が大きいので、注意が必要である。 $|\gamma|$ が5以上に対しては次数 n'_0 の値が大きくなるので、(27)式の $k_{wn'_0}/n'_0$ が小さな値となり、また2.2で示した回転子形状の場合には $P_{n'_0 2n}$ の値も小さくなるので問題になることは少ない。

以上、誘導電圧についての理論式を導出したが、(27)式中に含まれている $P_{n'_0 2n}$ を求めるには有限要素法(FEM)による磁界解析が必要である。しかし、FEM解析を用いれば出力巻線の鎖交磁束を簡単に精度よく求めることができる。そこで後述のシミュレーションでは、FEM解析の結果から鎖交磁束を求める方法を用いた。

〈3・2〉 励磁巻線の誘導電圧 励磁巻線には一定の電流を流す必要があるが、ギャップ磁束による励磁巻線への誘導電圧が回転子位置 ψ の関数として変化する場合には、励磁電源を電流源としなくてはならないので、この誘導電圧について検討してみた。

励磁巻線は図3で示されるように、4個のコイルで構成されるが、(1-3)と(7-9)とは同極性に、(4-6)と(10-12)は前者とは逆極性に接続されている。前節と同様な手法でこれらのコイルの全鎖交磁束を求めると、

$$\Phi_{re} = \sum_{n'_1} (-1)^{n'_1} \frac{\sqrt{3} W_e l_a \tau B_{rn'_1}}{4 n'_1 \pi} \cos(\gamma\psi) \cos(\omega t) \dots (30)$$

となる。ただし W_e は励磁巻線の全巻数、また l' を整数

とすると $n_1' = 1 + 6l'$ である。

ここで n_1' と γ との関係を考えてみる。励磁巻線の極対数 $p_1 = 2$ であるので、(18)式の n' の代わりに $2n_1'$ とした条件式

$$2n_1' = 2n + aZ_1 + \gamma \dots \dots \dots (31)$$

を満足しなくてはならない。4極の励磁巻線の毎極毎相のスロット数を q とすれば、 $Z_1 = 12q$ であり、さらに n と l および n_1' と l' との関係を(31)式に代入して式を整理すると、 γ のとり得る値は

$$12(l' - l - aq) = \gamma \dots \dots \dots (32)$$

を満足するものでなくてはならない。したがって、 $\gamma = 0$ か、または γ が 12 の整数倍に相当する磁束密度 $B_{2n_1'}$ によってのみ励磁巻線に電圧が誘導されることになる。後者のような大きな γ の値に対応する磁束密度は極めて小さいと考えられるので、 $\gamma = 0$ の場合のみを考慮すればよいことになる。すなわち、励磁巻線との鎖交磁束は

$$\Phi_{0e} = \sum_{n_1'} (-1)^n \frac{\sqrt{3} W_{el} q \tau B_{02n_1'}}{4 n_1' \pi} \cos(\omega t) \dots \dots \dots (33)$$

として表わされ、その振幅は ψ に無関係に一定の値となる。したがって、この式の時間微分として求められる、ギャップ磁束による励磁巻線への誘導電圧の振幅も回転子位置に無関係に一定値となるので、励磁電源は電圧源でよいことになる。

4. 試作機による検証

〈4・1〉 モデルの諸元 今回の解析に用いた VR 形 1 X レゾルバの諸元を表 1 に示す。ギャップ長は $\delta_1 = 0.8$ mm、 $\delta_0 = 1.2$ mm に選定したので、 $\delta_0/\delta_1 = 1.5$ となる。この場合、軸中心から θ_2 における回転子外周までの長さ $r_{\theta 2}$ は

$$r_{\theta 2} = 8.5 - \frac{1.2}{1 + 0.5 \cos(\theta_2)} \dots \dots \dots (34)$$

で表わされ、鉄心断面は図 4 に示すようになる。

〈4・2〉 出力巻線の誘導電圧 FEM 解析のために図 4 の鉄心断面を節点数 3240、要素数 6180 のメッシュに分割したモデルを用いた。回転機の電磁界解析では、ギャップ部の要素分割によって精度が左右されるので、本論文ではギャップ部を半径方向に 3 層に分割し、円周方向には 1 スロットピッチを 15 分割とかなり細かい分割とした。このモデルを 0° から 180° まで 10° ずつ移動させた 19 個の回転子位置に対して、励磁巻線に 20 mA の電流を流した場合について FEM 解析を行った。この解析で求めた出力巻

線的全鎖交磁束に励磁電流の角周波数 $2\pi 800$ を乗じて、各回転子位置における誘導電圧を計算した。この結果に 3 次スプライン補間を行って画いた波形を図 5 の実線で示す。また、電圧の計算値から調和解析によって求めた基本波および高調波成分の値を表 2 に示す。基本波電圧は出力巻線 1 および 2 において等しく 1.45 V であるが、高調波成分としては理論的にも存在の予想された第 3 高調波成分が最も大きい、それでも基本波の 0.17% と極めて小さく、その他の次数はほとんど零とみなすことができる。

このモデルについては試作機を製作して、シミュレーション結果との比較を行った。回転子位置に対する出力巻線の誘導電圧の測定値を図 5 にプロットして示してあるが、計算値とよく一致していることがわかる。また、この波形を調和解析した結果を表 2 に示す。基本波成分を 100 とした各高調波成分の含有率(%)は計算値より大きくなっているが、絶対値としては十分小さい値におさまっている。

〈4・3〉 位置検出誤差 上記のように 90 度位相のずれた 2 組の正弦波電圧を得ることができれば、従来のブラシレスレゾルバと同様に、これらの電圧を R/D 変換器に入力して位置信号を出力させることができる⁽⁵⁾。本レゾルバによる各位置のデータを基準値と比較して、位置検出誤差を測定した。その結果を図 6 に示す。最大誤差は +7 分、-25 分である。電気誤差は

図 4 試作モデルの鉄心断面図
Fig. 4. Cross sectional view of study model.

図 5 出力電圧の計算値と実測値の比較
Fig. 5. Comparison of output voltage obtained by simulation and experiment.

表 1 試作モデルの諸元

Table 1. Main data on study model.

固定子外径	34.58 mm
固定子内径 (2 r_1)	17.00 mm
鉄心長 (l_a)	13.00 mm
固定子スロット数 (Z_1)	12
励磁巻線巻数	300
出力巻線巻数	250

表 2 出力電圧実測値と計算値の調和解析結果
Table 2. Data of harmonic analysis for measured output voltage and calculated value.

出力巻線 1			出力巻線 2		
次数	含有率(%)		次数	含有率(%)	
	実測値	計算値		実測値	計算値
0	0.45	0.00	0	0.10	0.00
1	100.00	100.00	1	100.00	100.00
2	0.03	0.00	2	0.18	0.00
3	0.34	0.17	3	0.36	0.17
4	0.07	0.00	4	0.01	0.00
5	0.03	0.00	5	0.06	0.00
6	0.07	0.00	6	0.02	0.00
7	0.01	0.00	7	0.06	0.00
8	0.06	0.00	8	0.01	0.00
9	0.03	0.00	9	0.07	0.00
10	0.06	0.00	10	0.00	0.00
11	0.01	0.00	11	0.05	0.00
12	0.05	0.00	12	0.00	0.00
13	0.02	0.00	13	0.06	0.00

図 6 電気誤差の測定

Fig.6. Measured value and calculated value of electrical error depending on rotor position.

$$\varepsilon_e = \psi - \tan^{-1} \frac{e_{2d}(\psi)}{e_{1d}(\psi)} \quad \text{..... (35)}$$

として表わされる。ここで $e_{1d}(\psi)$ および $e_{2d}(\psi)$ は検波によって励磁角周波数 ω の成分を除去した出力電圧である。シミュレーションで得られた出力電圧から (35) 式で計算した最大電気誤差は約 ± 6.3 分で、図 6 に示すように 1 回転 4 周期の変化をしているが、これは表 2 に示す 0.17% の第 3 次高調波成分によるものであることは付録に示した検討からも明らかである。実測値においては正方向と負方向の値が異なっているのは、実測出力電圧に含まれる直流成分によるものと考えられる。電気誤差における実測値とシミュレーション値との差は試作機であるための加工精度の影響が大きいと考えられる。したがって、生産体制に入って治工具が十分に整備された状態においては計算値により近い結果が得られること、またさらに設計の改良も可能であるので、現在使用されているブラシレス形レゾルバの電気誤差 (± 10 分程度)、あるいはそれ以上の精度を実現する可能性が十分あるものと期待される。

5. む す び

新しいアイデアに基づく VR 形 1 X レゾルバについて、その原理を明らかにするとともに、提案した一つのモデルについて FEM を用いた電磁界解析によるシミュレーションから、出力巻線には回転子位置の変化に対して正弦波形の 2 相電圧が得られることを示した。また解析モデルと同一の試作機を製作して実測した結果、出力巻線の誘導電圧としてはシミュレーションと極めて近い波形を得ることができ、位置検出誤差もほぼ満足できる結果であった。今後は、検出誤差のより一層の改善について検討し、本方式の実用化を行う予定である。

最後に、東京電機大学修士課程において、本研究に協力された相沢洋一君に感謝します。

(平成 6 年 6 月 27 日受付, 同 6 年 12 月 26 日再受付)

文 献

- (1) 日本電機工業会技術資料 JEM-TR 187 レゾルバシステムの用語と定義 (平 5-12)
- (2) 清水・山下: 「回転角度検出装置」, 特許公報 62-58445 (昭 62-12)
- (3) 石崎・多宮・斉藤: 「三相永久磁石電動機の同期特性算定法」, 電学論 B, **106**, 347 (昭 61-4)
- (4) 石崎・梁・斉藤: 「誘導電動機のギャップにおける高調波磁束密度の検討」, 電学論 D, **109**, 741 (平 1-10)
- (5) 大島・秋山: 「サーボセンサの基礎と応用」, オーム社

付 録

出力電圧に含まれる高調波成分と電気誤差の関係

検波後の出力電圧 $e_{a1}(\psi)$ および $e_{a2}(\psi)$ に高調波成分を全く含まない場合

$$\tan^{-1} \frac{e_{a2}(\psi)}{e_{a1}(\psi)} = \tan^{-1} \frac{\sin(\psi)}{\cos(\psi)} = \psi \quad \text{..... (付 1)}$$

として真値が求められる。

これに対して γ 次高調波成分が含まれる場合

$$\tan^{-1} \frac{e_{a2}(\psi)}{e_{a1}(\psi)} = \tan^{-1} \frac{\sin(\psi) + a_\gamma \sin(\gamma\psi)}{\cos(\psi) + a_\gamma \cos(\gamma\psi)} = \psi' \quad \text{..... (付 2)}$$

となる。ここで a_γ は γ 次高調波成分の基本波成分に対する比である。

電気誤差 ε_e は,

$$\varepsilon_e = \psi - \psi' \quad \text{..... (付 3)}$$

として求められる。そこで $\tan \varepsilon_e$ に (付 1) 式および (付 2) 式の関係代入すると,

$$\begin{aligned} \tan \varepsilon_e &= \tan(\psi - \psi') = \frac{\tan \psi - \tan \psi'}{1 + \tan \psi \tan \psi'} \\ &= \frac{a_\gamma \sin(1-\gamma)\psi}{1 + a_\gamma \cos(1-\gamma)\psi} \quad \text{..... (付 4)} \end{aligned}$$

となる。シミュレーション結果のように a_γ が小さい場合 (付 4) 式の分母は 1 とみなすことができ、また $\tan \varepsilon_e$ と ε_e の値は近似的に等しいと考えることができるので

$$\varepsilon_e \approx \tan \varepsilon_e = a_\gamma \sin(1-\gamma)\psi \quad \text{..... (付 5)}$$

となる。

本モデルのシミュレーション結果においては $\gamma = -3$, a_γ

=0.0017 であるので

$$\varepsilon_e = 0.0017 \sin(4\psi) \dots\dots\dots (\text{付 6})$$

となり、電気誤差は1回転4周期の正弦波で変化し、また0.0017 rad を(分)になおすと5.84 分となり、出力電圧から直接計算した電気誤差とほぼ一致する。

石 崎 彰 (正員) 大正15年2月23日生。昭和23年3月

東京工業大学電気工学科卒業。同年4月(株)明電舎入社。回転機の研究、開発、設計に従事。40年研究所第一部長、49年大崎工場長、52年支配人。56年4月長岡技術科学大学電気系教授。平成2年4月東京電機大学工学部教授、現在にいたる。工学博士。主として、有限要素法を用いた回転機の解析、回転機とその制御に関するシステムとしての最適化の研究に従事。IEEE 会員。

高 崎 一 彦 (学生員) 昭和45年3月29日生。平成5年3

月東京電機大学工学部第1部電気工学科卒業。同年4月同大学院工学研究科電気工学専攻修士課程入学、現在にいたる。

下 村 昭 二 (正員) 昭和34年8月10日生。59年3月長岡

技術科学大学大学院修士課程電気電子システム工学専攻修了。同年4月富士電機(株)入社。平成5年4月職業能力開発大学校助手、現在にいたる。主として、回転機の最適化設計に関する研究に従事。

正 木 耕 一 (正員) 昭和23年2月10日生。昭和45年3月

大阪工業大学電気工学科卒業。同年4月多摩川精機(株)入社。設計課長、製造部長、技術総括部長歴任。現在、開発営業部技術総括部長。主として、シンクロ/レゾルバ関係の設計に従事。

北 沢 完 治 (正員) 昭和29年12月10日生。昭和52年3

月山梨大学工学部電気工学科卒業。同年4月多摩川精機(株)入社。現在、回転機製造部設計課主任。主として、レゾルバ関係の設計に従事。