

かご形誘導同期電動機(日立 SD モートル)の 脱出トルクに及ぼす極形状の影響

Influence of the Design of Poles upon Pullout Torque of the Cage
Rotor Type Synchronous Induction Motor (Hitachi SD Motor)

園 山 裕* 蓮 池 公 紀*
Yutaka Sonoyama Kiminori Hasuike

内 容 梗 概

かご形誘導同期電動機(日立 SD モートル)は、従来の反動電動機を、種々の方法により改良し、大容量のものにも使用できるようにしたものである。したがって一般の同期電動機あるいは誘導同期電動機のように、直流励磁をする必要がないから、構造は簡単で保守も容易である。

本稿では SD モートルの空隙および極間の磁束分布を電解液槽法により求めた結果から検討し、最も重要な特性の一つである脱出トルクを突極の形状を変えることにより、増大させうることを述べた。

検討結果を要約すると、

- (1) 対称形突極の場合は、直軸横軸リアクタンスを用いて脱出トルクを計算すれば、比較的良好に実測値に合うが、非対称極では極間の磁束分布を考慮に入れて計算する必要がある。
- (2) 一定の極弧の比、突極の高さのものでも、突極の形状をかえて脱出トルクを増大させることができる。

1. 緒 言

かご形誘導同期電動機とは、かご形誘導電動機として起動し、反動電動機(反作用電動機)として同期速度で負荷運転する同期電動機である。したがって、普通の同期電動機あるいは誘導同期電動機のように直流励磁をするための界磁巻線、スリップリング、刷子などを必要とせず構造も簡単で保守も容易である。しかし、従来の反動電動機は特性上の制限、とくに力率の悪いこと、トルクの少ないことのためごく小容量のものが計測用、通信用あるいは自動制御用などに使用されていたに過ぎなかった。

日立 SD モートルは反動電動機の特性を著しく改善し、小形でしかも十分のトルクを発生するようにしたかご形誘導同期電動機の商品名である。

したがって SD モートルは同期速度で運転することを必要とするあらゆる用途に使用することができるが、多数の電動機を同期運転する場合にも有効であり、また可変周波数変換機を併用して速度制御を行うことも可能である。

日立製作所では昭和33年この種のモートルをわが国最初に完成して以来、すでに繊維機械工業はじめ多数納入して好成績を納めているが、さらに紡績、合成樹脂工業、印刷工業、ガラス工業などにその応用面は広められている。

かご形誘導同期電動機の最大同期トルク(脱出トルク)を増加させて小形で大きな出力を出すようにすることが望ましいが、このためには、極弧と極間隔の比、突極の高さ、形状、そのほかコアの磁束の通路などについて十分考慮を払う必要がある。極弧と極間隔の比、突極の高さについては、これらを変えると脱出トルクも変化し、これを最大にするような値を求めることができる。

しかしこのようにして脱出トルクを最大にすると力率、効率などが大幅に低下してしまう。したがって、各種の諸特性を考慮して最も合理的な値を決める必要がある。また突極の形状を変えることによっても脱出トルクは当然変化することが考えられる。

SD モートルではこれらの諸点について種々研究を重ね最も適当な極間隔の比、突極の高さ、突極の形状にすることによって小形で大きな出力を出すことを可能にした。

本稿ではこれらのうち、極の形状が脱出トルクにどんな影響を及ぼすかについて検討した結果について述べる。

2. 原 理

2.1 SD モートルの同期トルク

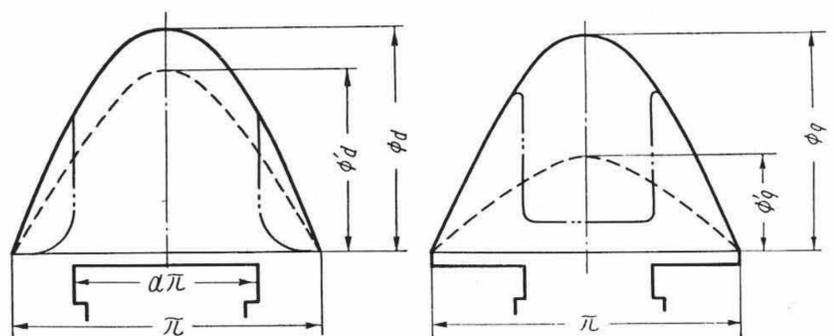
同期電動機の電機子に遅電流が流れると、電機子反作用は界磁を強める作用をするので、直流励磁はなくても界磁は励磁される。したがって励磁巻線がなくても電機子巻線が回転磁界を生ずれば、電流の無効分は界磁束を作り、これと電流の有効分との相互作用により回転子は回転する。回転子が突極形であれば、電機子と突極との関係位置により、磁気抵抗が変化して、電流と界磁束の間に相差を生ずる。この相差は負荷に応じて変化し、その負荷に必要なトルクを発生する。

2.2 直軸リアクタンスと横軸リアクタンス

突極同期機の考察には、電機子起磁力を磁極の中心に最大値をもつものと、磁極間の空隙の中心に最大値をもつものと2成分に分けて考える、2反作用法⁽¹⁾⁽²⁾が便利である。一般に直軸および横軸磁束分布は、それぞれ第1図および第2図のようになり、この場合の一相のリアクタンス x_d および横軸リアクタンス x_q は、漏えいを省略すればそれぞれ次のように表わされる。

$$x_d = 1.6 \frac{m(wf_w)^2}{p} \frac{\tau l \lambda}{\delta'} f \times 10^{-8} (\Omega) \dots\dots\dots (1)$$

ここに m : 相数
 w : 一相の巻回数
 f_w : 巻線係数



第1図 直軸磁束分布

第2図 横軸磁束分布

* 日立製作所亀戸工場

- p : 極対数
- τ : 極間隔 (cm)
- l : 電機子鉄心の長さ (cm)
- δ' : 直軸磁束に対する一極の全磁気抵抗を空隙の長さであらわしたものの (cm)
- f : 電源の周波数 (Hz)
- λ : ϕ'_d / ϕ_d
- ϕ'_d : 直軸磁束の基本波の最大値
- ϕ_d : 回転子周囲に一樣な空隙があるとした場合の直軸起磁力による直軸磁束の基本波の最大値

$$x_q = 1.6 \text{ m} \frac{(wf_w)^2}{p} \frac{\tau l \mu}{\delta''} f \times 10^{-8} (\Omega) \dots\dots\dots (2)$$

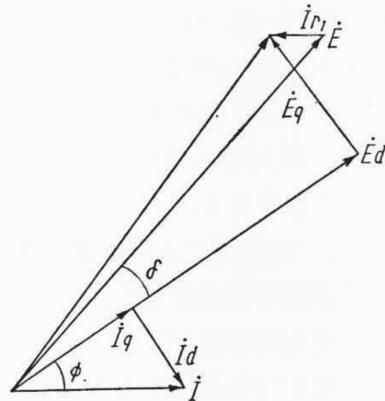
ここに δ'' : 横軸磁束に対する一極の全磁気抵抗を空隙の長さであらわしたものの (cm)

- μ : ϕ'_q / ϕ_q
- ϕ'_q : 横軸磁束の基本波の最大値
- ϕ_q : 回転子周囲に一樣な空隙があるとした場合の横軸起磁力による横軸磁束の基本波の最大値

2.3 ベクトル図ならびに

同期出力

直軸リアクタンスと横軸リアクタンスを用いた同期速度におけるベクトル図は第3図のとおりである。このベクトル図で、固定子の抵抗を省略すれば、電動機の入力は次式のようにになる。



第3図 ベクトル図

$$\begin{aligned} \text{入力} &= 3EI \cos \phi \\ &= \frac{3}{2} E^2 \sin 2\delta \frac{x_d - x_q}{x_d x_q} \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

- ここに E : 相電圧
- I : 相電流
- ϕ : E と I の相差角
- δ : 直軸誘起起電力 E_d と E との相差角

入力から銅損、鉄損、機械損を引いたものが出力となる。したがって出力はだいたい $\frac{x_d - x_q}{x_d x_q}$ により増減する。さらに磁気飽和の影響を無視すれば(1), (2)式の $\delta' = \delta''$ とおくことができ

$$\frac{x_d - x_q}{x_d x_q} \propto \frac{\lambda - \mu}{\lambda \mu} \dots\dots\dots (4)$$

となるから、最大出力ならびに脱出トルクは $\frac{\lambda - \mu}{\lambda \mu}$ に比例することができる。すなわち λ を大にし、 μ を小にすれば、脱出トルクは増大する傾向にある。

λ は前述のように、空隙が一樣な時の直軸磁束の基本波の最大値を ϕ_d とし、突極の形によりこの正弦分布が変形した時の基本波の最大値を ϕ'_d とすれば

$$\lambda = \phi'_d / \phi_d \dots\dots\dots (5)$$

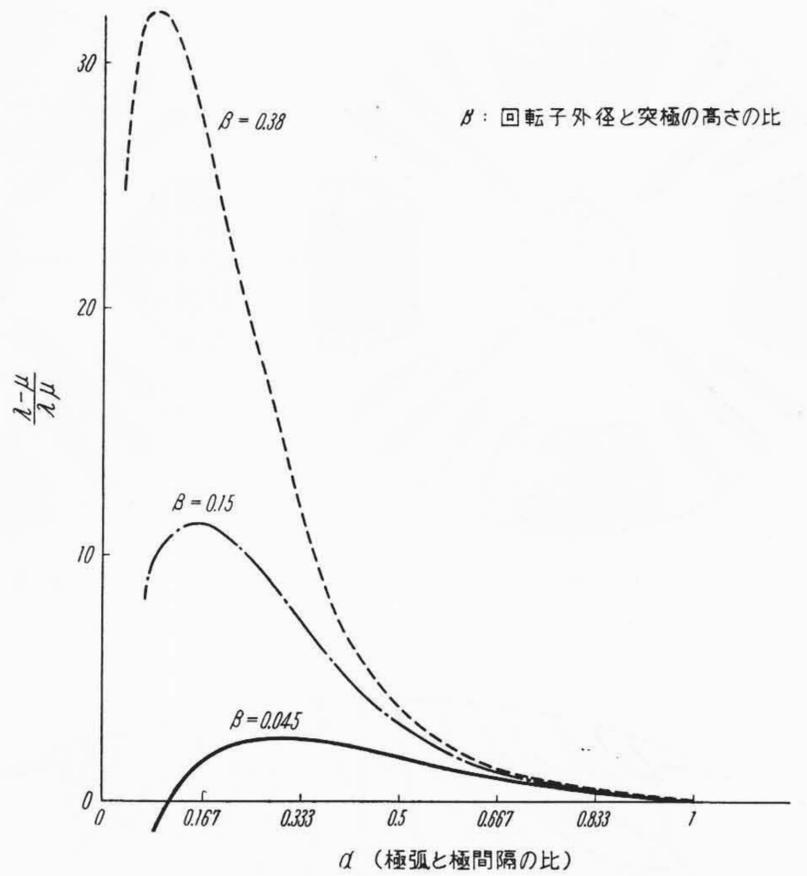
とあらわされる。極間隔を π 、突極の幅を $\alpha\pi$ とすれば、フーリエ級数により

$$\phi'_d = \frac{2}{\pi} \phi_d \int_{(1-\alpha)\frac{\pi}{2}}^{(1+\alpha)\frac{\pi}{2}} \sin^2 x dx = \frac{\phi_d}{\pi} [\alpha\pi + \sin \alpha\pi] \dots\dots\dots (6)$$

よって

$$\lambda = \frac{\alpha\pi + \sin \alpha\pi}{\pi} \dots\dots\dots (7)$$

μ も同様に求められる。すなわち空隙が一樣な時の横軸磁束の基



第4図 極弧と極間隔の比と $\frac{\lambda - \mu}{\lambda \mu}$ の関係

本波の最大値を ϕ_q とし、突極の形によりこの正弦分布が変形した時の基本波の最大値を ϕ'_q とすれば

$$\mu = \phi'_q / \phi_q \dots\dots\dots (8)$$

である。ここで極と極との間では横軸磁束は一樣で、その値を ϕ_q/k とすれば、 μ は次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi'_q &= \frac{2}{\pi} \phi_q \left(\int_0^{\alpha\frac{\pi}{2}} \sin^2 x dx + \int_{\alpha\frac{\pi}{2}}^{\pi-\alpha\frac{\pi}{2}} \frac{\sin x}{k} dx + \int_{\pi-\alpha\frac{\pi}{2}}^{\pi} \sin^2 x dx \right) \\ &= \frac{\phi_q}{\pi} \left(\alpha\pi - \sin \alpha\pi + \frac{4}{k} \cos \alpha\frac{\pi}{2} \right) \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

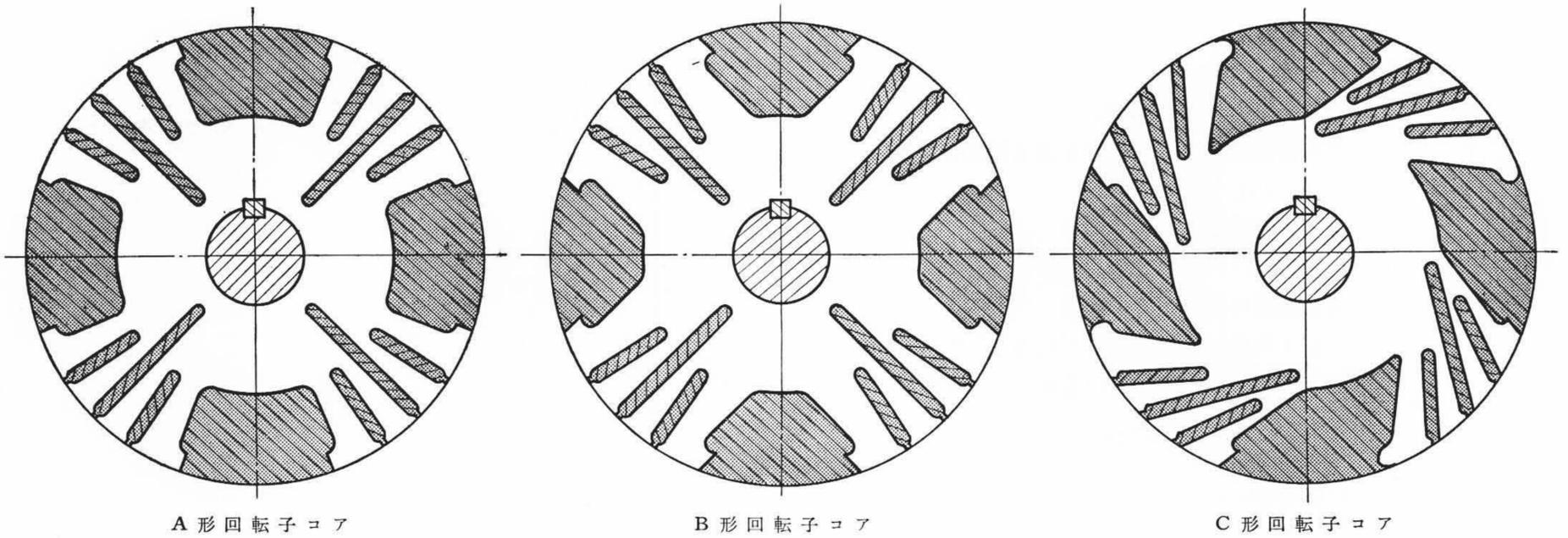
$$\mu = \frac{\alpha\pi - \sin \alpha\pi + \frac{4}{k} \cos \alpha\frac{\pi}{2}}{\pi} \dots\dots\dots (10)$$

k の値は普通6⁽¹⁾⁽³⁾あるいは8⁽⁴⁾と仮定されているが、突極の高さ、形状が異なるとかなり差があるので、それぞれの場合について適当な値が決められるべきである。

3. 極の形状が同期脱出トルクに及ぼす影響

3.1 λ, μ と脱出トルクの関係

同期脱出トルクに深い関係をもつ λ および μ は(7), (10)式によりそれぞれ求められるが、(7)および(10)式では極の形状のいかんを問わず極間隔と極弧との比 α が定まれば、 λ, μ が決定されてしまう。特に μ の算出には極間の横軸磁束は ϕ_q/k としたが、 k の値は極の形状により当然変わるわけである。 k は主として突極の高さにより変わってくるが、回転子外径と突極の高さの比を変えた場合に、 $\frac{\lambda - \mu}{\lambda \mu}$ の値が α に対してどのように変化するかを計算しグラフにしたものが第4図である。これで見ると α は小さいほうが、すなわち突極の幅が狭いほうが $\frac{\lambda - \mu}{\lambda \mu}$ が大きくなる傾向にある。しかしあまり極の幅を狭くすれば、磁気飽和の影響で電流が大きくなり、特性および温度上昇の点から制限され、 $\alpha = 0.5$ 前後が実用的である。

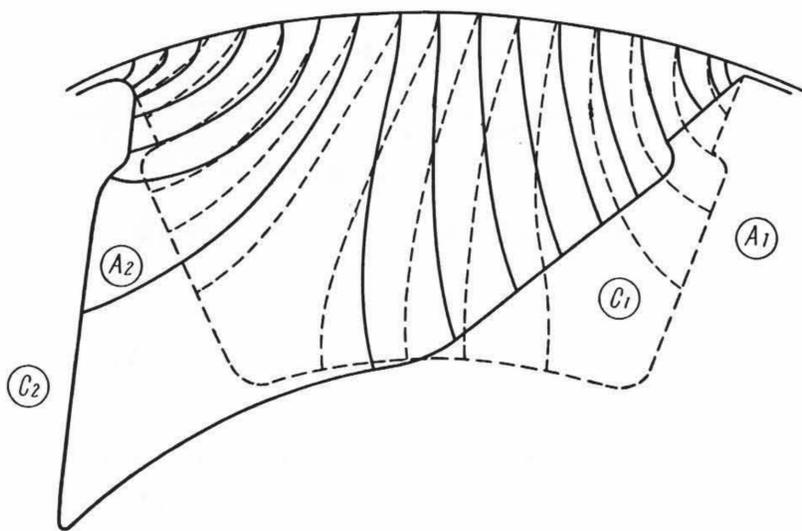


A 形回転子コア

B 形回転子コア

C 形回転子コア

第 5 図 回 転 子 コ ア



第 6 図 A 形と C 形の磁力線の比較

間としたものである。B形は極の根本を太くしたもので磁束は通りやすくなるが、直径に直角な磁束密度の成分がトルクになるとすればA形より脱出トルクは小さくなると思われる。また第6図でA極の極 A_1 と A_2 にはいる磁力線は逆向になるが、この場合 A_1 にはいるものと A_2 にはいるものとの差が大きいほうが脱出トルクは大きくなるはずである。したがって、C形にすれば C_1 極と C_2 極へはいるものの差が大きく脱出トルクはA形より大きいことが予想される。

3.2.2 電解槽による磁束分布の測定

突極間の磁束分布を調べるには、数学的に求めることもできるが、突極の形状が複雑であったり、いろいろな形状のものについて、電圧分布が異なる各場合を求めることは非常に煩雑であって不可能に近い。

このように困難を避けて実験的に磁束分布を求める方法として、電界測定によく用いられる機器の静電模型を電解液中に浸して等電位面を画く電解液槽法⁽⁵⁾⁽⁶⁾を応用することができる。すなわち磁気飽和を無視すれば、等電位面を等磁位面と考えることによって磁束分布を測定することができる。

このような方法によって各種の突極形状のものについて磁束分布を求めたが、その測定装置を第7図に示す。この場合のSDモータルの固定子と回転子の模型は第8

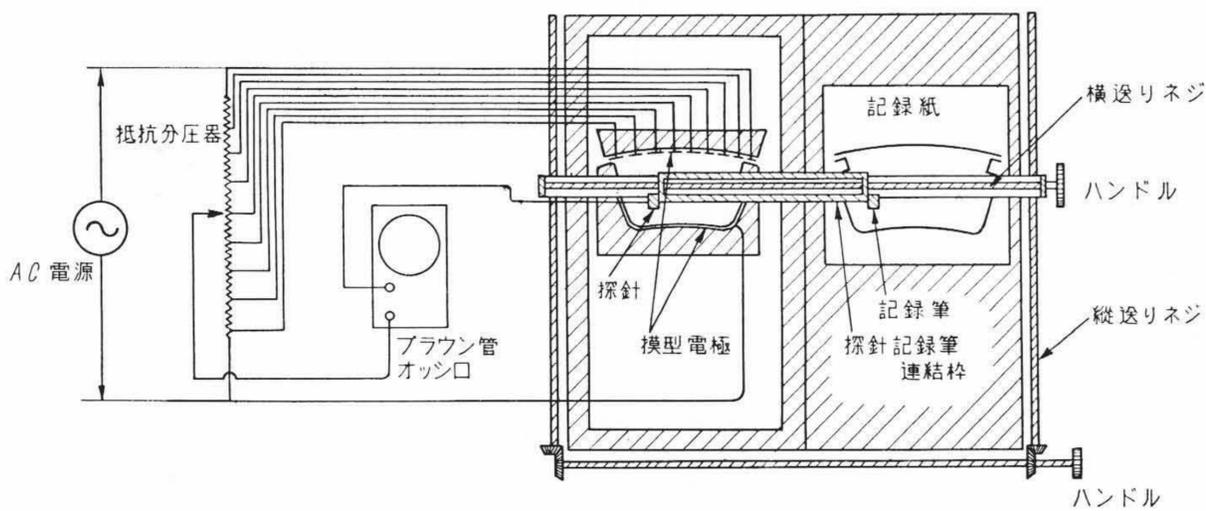
図に示すようなものとし、固定子は9分割して電圧を正弦波になるような比率に加えた。

3.2.3 磁束分布の測定結果

磁束分布の測定は第9図のようなA形回転子、B形回転子および、C形回転子につきいろいろの条件で行った。この中の三例を第10図から第12図に示す。極および極間の中心に電圧の最大がきたときの磁束分布をグラフにすると第13図および第14図のとおりである。これから λ , μ を求めると第1表のようになる。

3.3 磁束分布図より求めたトルク

第9図のような磁束分布図から、直接トルクを求め、A, B, C形の比較を行ってみる。なおC形回転子では非対称のために回転方向によってトルクにある程度差がでてくると思われるので、回転子が起磁力曲線に対し、いろいろな位置にきたときについてトルクを求



第 7 図 測 定 回 路

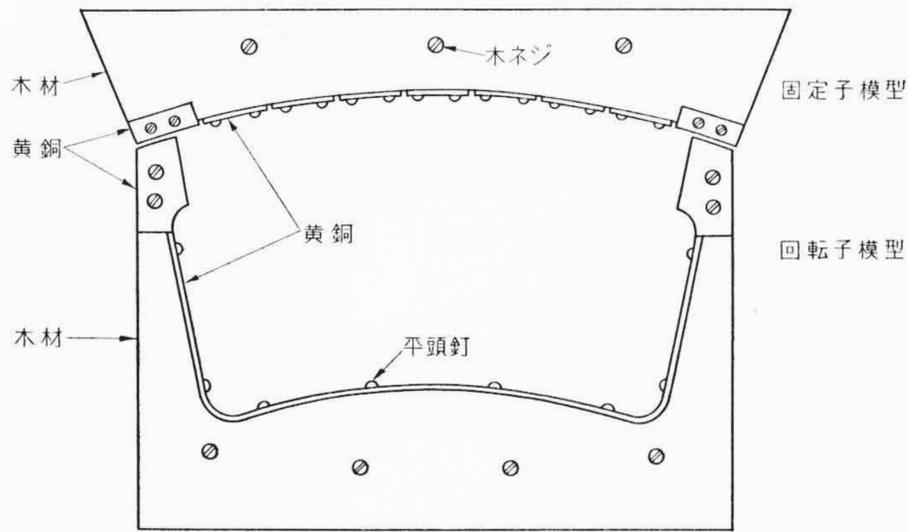
3.2 極の形状による磁束分布の変化

3.2.1 極の形状による横軸磁束分布の変化

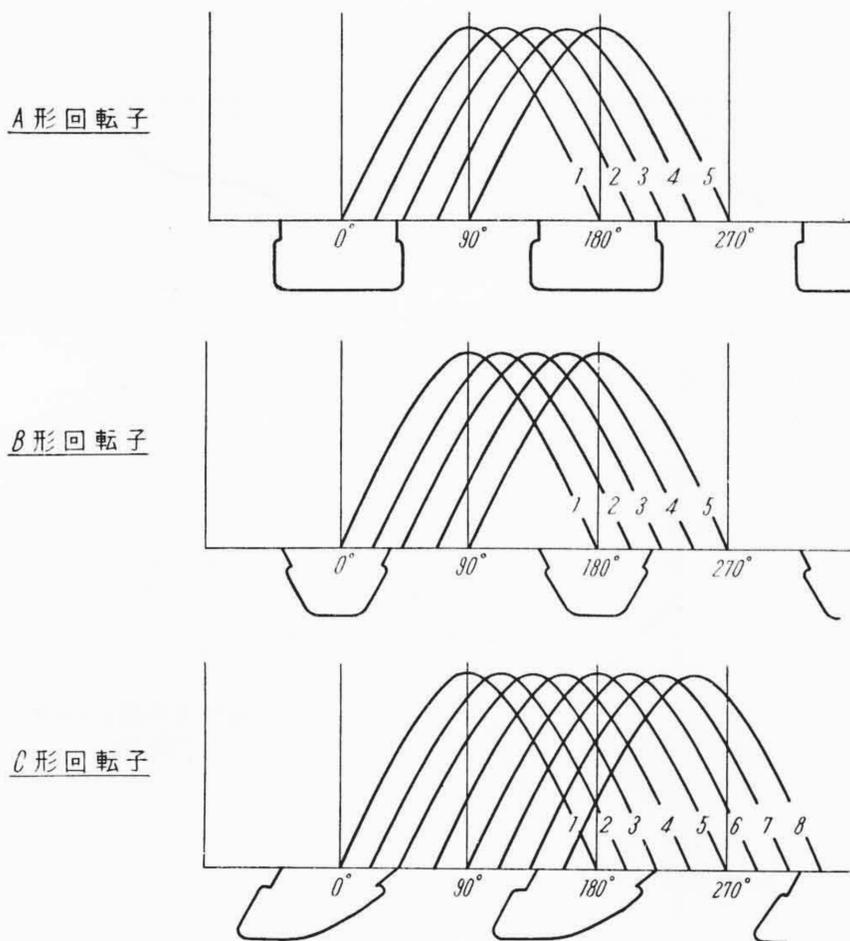
今までは極間において横軸磁束が ϕ_q/k で一定であると仮定してきたが、突極の高さや幅が同じでも、突極の形状が異なれば磁束分布は変化するはずである。そこで突極の形状により極間の磁束分布がどのように変り、それが脱出トルクにいかに関与するかを考察する。

突極の形状は種々のものが考えられるが、ここではそのうちの代表的なA, B, C形(第5図)の3種類について述べる。なお、第5図の回転子は、後の計算と実測値の比較を容易にするため、実験に用いた7.5kW, 4極SDモータルと同一の形状のものから選んだ。

A形は回転子を8等分して、そのうち四つを極とし、残りを極



第8図 A形回転子模型



第9図 磁束分布測定位置

めてみる。

トルクの求め方は第15図に示すように、コア表面の任意の点Aにおける磁束密度をBとし、回転子の中心OからAまでの距離をlとする。OAに垂直な直線とBとの角度をθとすれば、トルクTは

$$T \propto \sum (B \cos \theta)^2 l \dots\dots\dots (11)$$

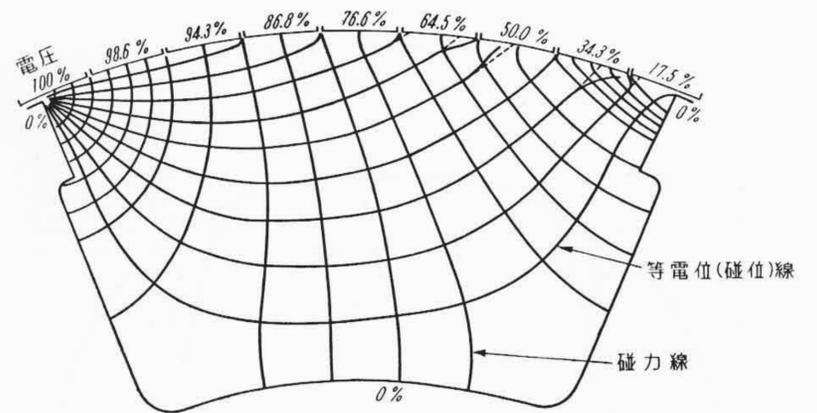
であらわされる。

このようにして、A, B, C形の各回転子について、トルクがほぼ最大と考えられる第7図、A形の③、B形の③、C形の③および⑦の場合についてトルクの比を求めると第2表のとおりである。ただ、C形は非対称のため、トルクの最大になる回転子の位置が明確でないので、各位置におけるトルクを求めてみると第16図のようになる。このグラフからC形の最大値は⑦と⑧付近であることがわかる。

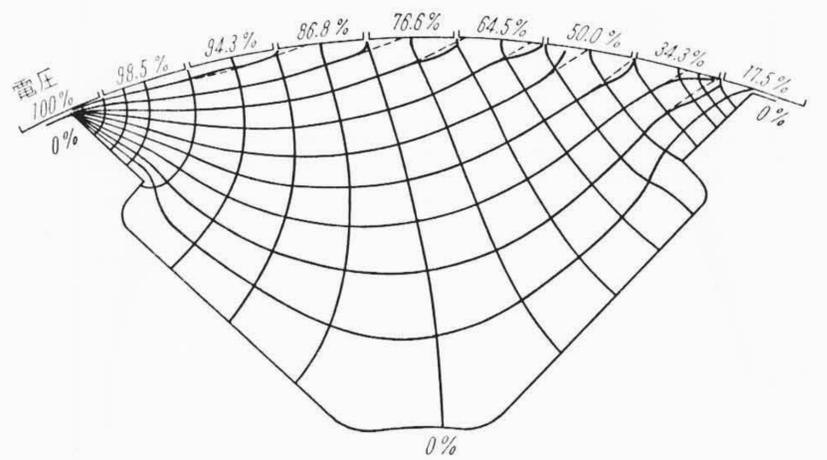
3.4 各回転子の脱出トルクの比較

各回転子について

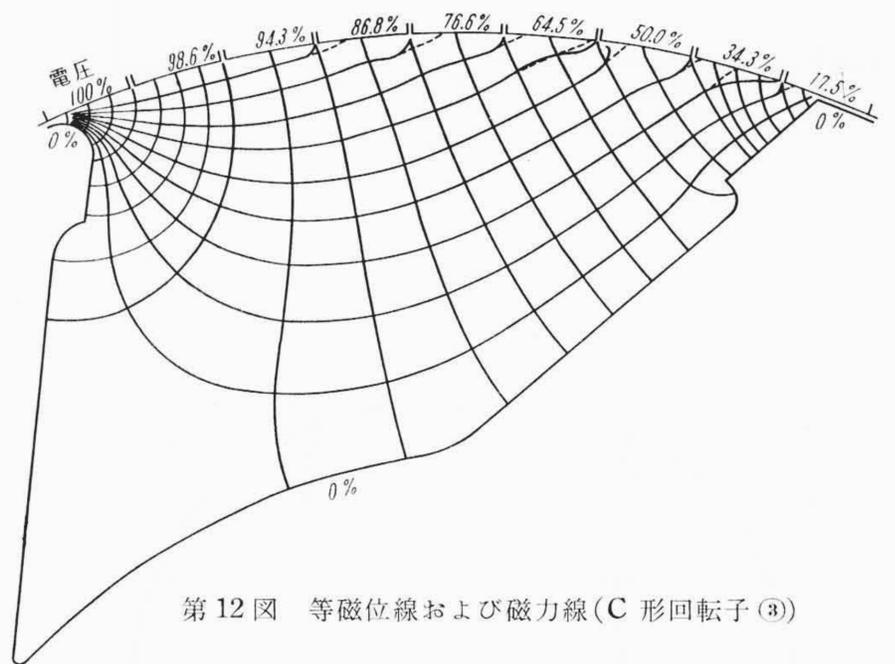
- (1) 3.2.3の方法によりλ, μを出してトルクを算出した場合(第1表)
- (2) 3.3の方法によりトルクの比を算出した場合(第2表)の二



第10図 等磁位線および磁力線(A形回転子③)



第11図 等磁位線および磁力線(B形回転子③)



第12図 等磁位線および磁力線(C形回転子③)

第1表 磁束分布図によるλ, μ

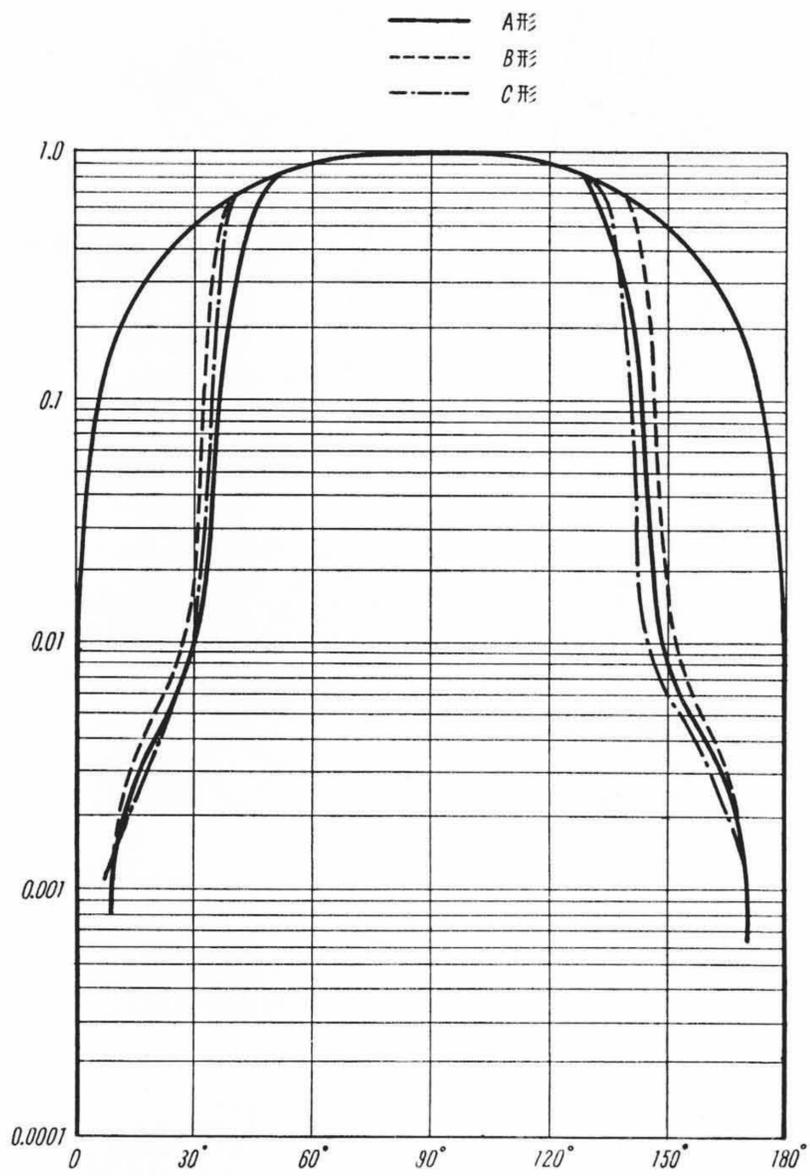
回転子	A	B	C
λ	0.865	0.913	0.878
μ	0.271	0.331	0.272
$\frac{\lambda - \mu}{\lambda \mu}$	2.53	1.92	2.54

第2表 各回転子同期トルク比較

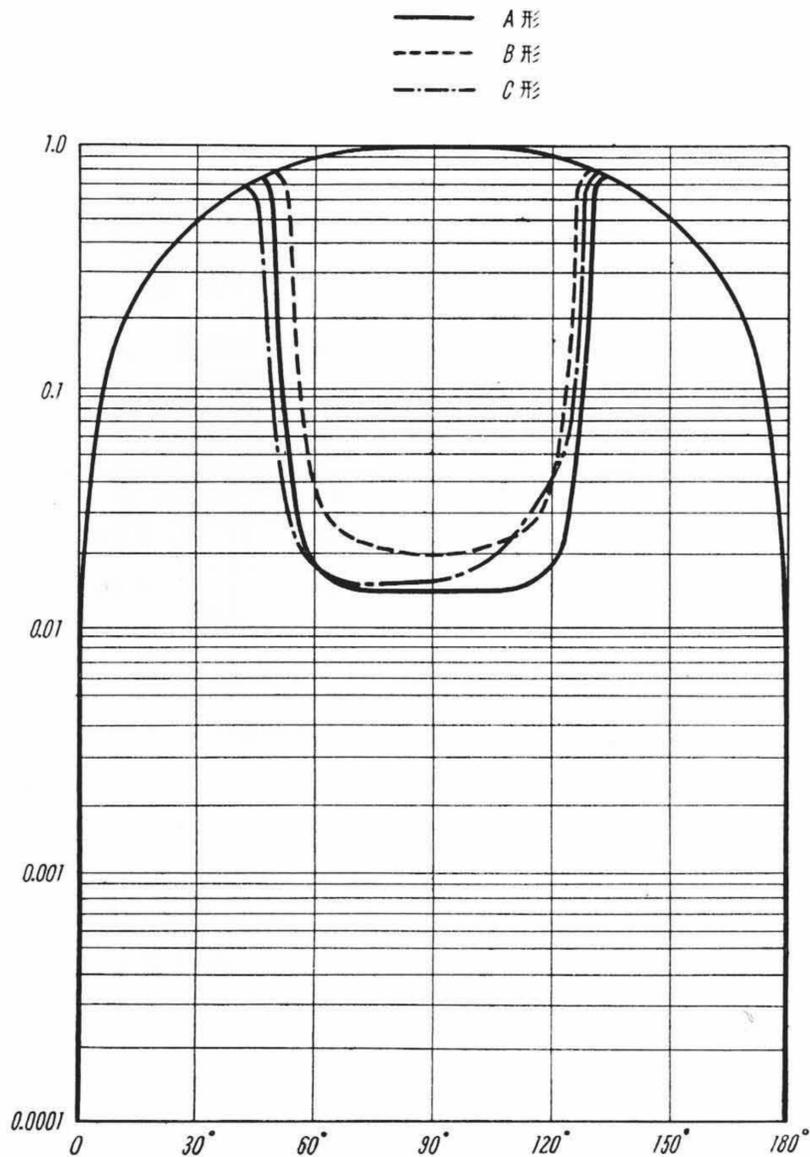
Aの③	Bの③	Cの③	Cの⑦	Cの⑧
2.98	2.24	1.00	3.10	2.50

つをA, B, C形と相以形の回転子を有するSDモートル(7.5kW)の脱出トルクの実測値の比率と比較してみると第17図のようになる。

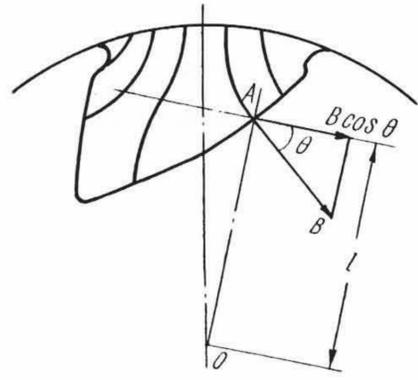
(1)によるものは、A形とB形の差はあらわれるが、A形とC形はほぼ同じである。A形とC形で差が生じないのは、実際には極間の磁束分布が異なるにもかかわらず、この点を考慮に入れないことと、C形の場合も直軸と横軸を対称形と同じ位置に考え



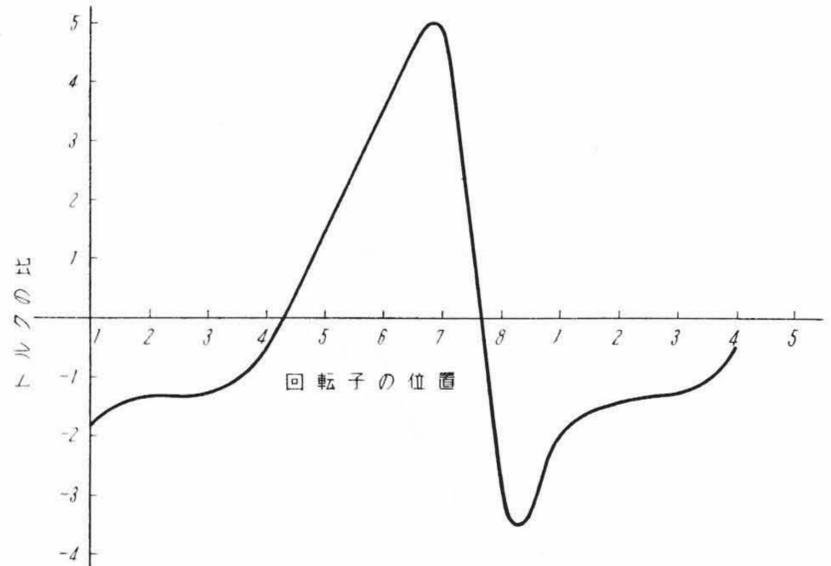
第13図 直軸磁束分布



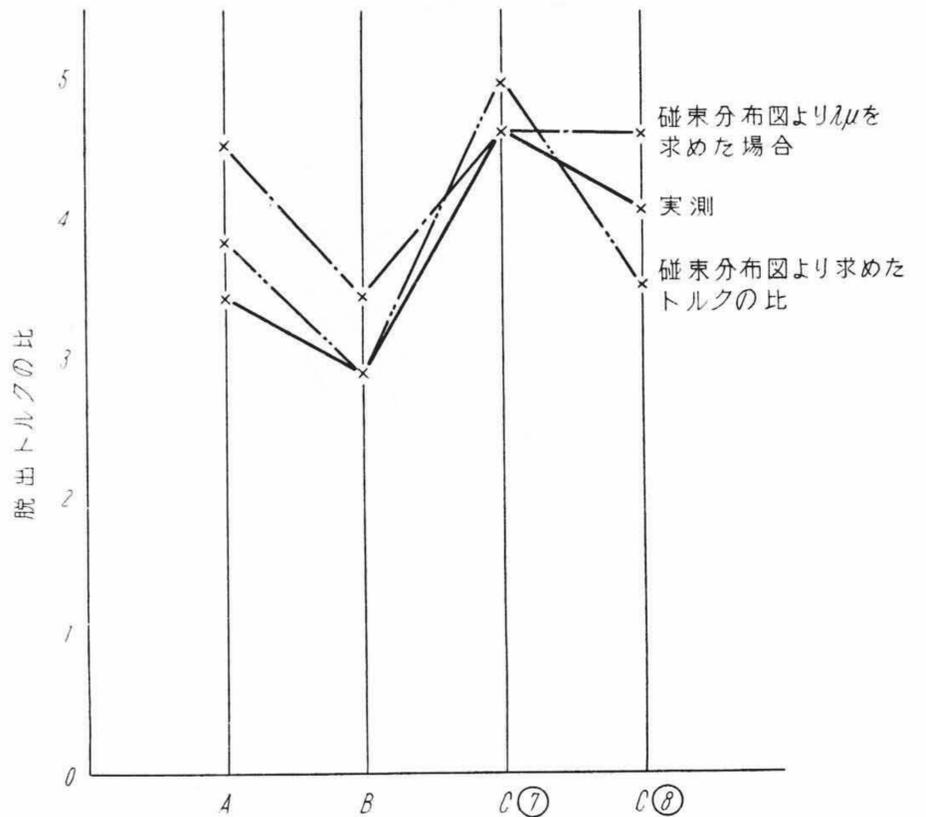
第14図 横軸磁束分布



第15図 トルクの求め方



第16図 C形における回転子位置に対するトルクの比



第17図 各回転子のトルクの比較

たためである。(2)による場合は極間の磁束分布を考慮に入れているため、A形とC形で差を生じ、また比較的良好に実測値と傾向が合致している。

これらの結果から、対称形の場合は、空隙の直軸および横軸リアクタンスによって脱出トルクを算出して差つかえないが、非対称形の場合は、極間の磁束分布を考慮に入れて計算する必要があることがわかる。

また、それぞれの場合の脱出トルクを比較してみると、B、A、C形の順で大きくなっている。すなわち、同じ対称形でも、B形とA形では約15%の差があり、形状によって脱出トルクが増加できることがわかる。非対称形の場合はさらに増大でき、本例でわ

かるように対称形で比較的脱出トルクの大きいA形よりさらに約15~20%も改善できる。

4. 結 言

SDモートルの脱出トルクに及ぼす極の形状の影響について電解液槽法により求めた磁束分布をもとにした計算と実測値例をあげて説明した。その結果を要約すると、

- (1) 対称形突極の場合は空隙の直軸—横軸リアクタンスから脱出トルクを計算すれば比較的よく実測値に合致するが、非対称極では極間の磁束分布を考慮に入れて計算する必要がある。
- (2) 一定の極弧の比、極の高さに対しても極の形状をかえることにより脱出トルクが増大できる。

特に適当な非対称極にすることにより、対称極より脱出トルクを相当増加できる。

SDモートルはこれらの検討結果に基づいて最も合理的な極形状を選定しているほか、磁束の通路、導体の形状、その他、加速特性、

引込み、脱出の過渡現象、乱調防止、について種々の研究を行い改良を施している。この結果、一般の誘導電動機に比較して大差ない大きさで22kW(30HP)ほどまで十分実用化できるようになり、また、安価で保守構造簡単な点から定速運転を必要とする各種の用途にますますその応用範囲は拡大された。

終りに、本研究に終始ご指導を賜った日立製作所亀戸工場、広瀬部長、実験にご援助をいただいた草谷主任のほか関係各位に厚く謝意を表す。

参 考 文 献

- (1) 土師：同期機 618 (昭4-1 修教社)
- (2) E. Arnold: Wechselstromtechnik 4 228 (1913. Julius Springer)
- (3) J. Kucera: EuM 56 173 (April 1938)
- (4) 石黒：富士時報 18 270 (昭16-11)
- (5) D. C. Mc Donald: PIEE 100 145~166 (1953)
- (6) E. R. Hartill: PIEE 101 349~368 (1954)



特 許 の 紹 介



特許第261158号

高 速 度 遮 断 器

高 橋 健 造

この発明は高速度遮断器の可動子の背部へローラを介して支持杆を特殊関係に対向することにより、可動子の開極時間を短縮しうるように構成したものである。

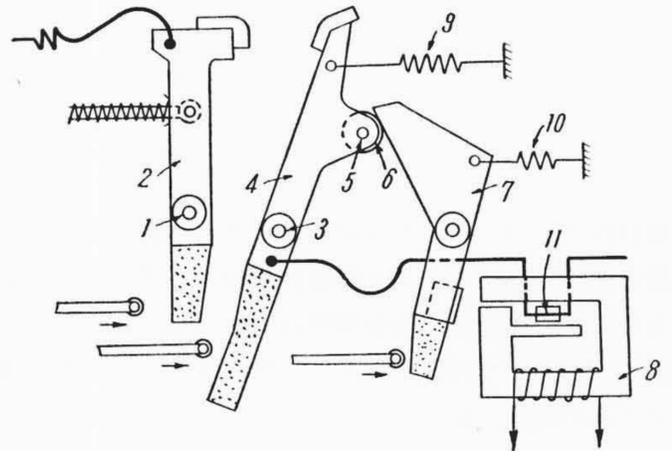
第1図は高速度遮断器の閉路状態を示すもので、軸1で支持した固定子2へ、軸3により可動支持した可動子4を、その背部に軸5にて支持したローラ6へ、支持杆7の先端を係合させてあり、この支持杆7の他端は、保持用電磁石8で吸着し、こうして可動子4および支持杆7は早切バネ9および引外しバネ10の各バネ圧に抗して閉合状態に保持した状態を示している。

かかる閉合状態において、保持用電磁石8の積放コイル11へ過大電流が流通した場合、保持用電磁石8の吸引力は弱まり、支持杆7は、引外しバネ10により急速に時計方向へ回動し、その先端部とローラ6との係合を解くゆえ、可動子4もまた早切バネ9の強力なバネ圧により時計方向へ回動して高速度遮断器を開路する。

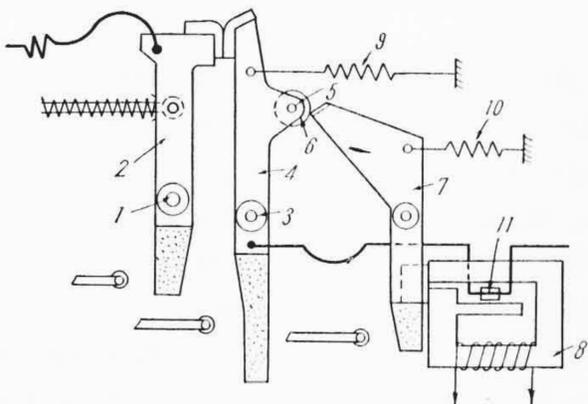
いま、第3図に示すとおり、可動子4の支軸3の位置をA、その背部に支持したローラ6の支軸5の位置をCとし、さらにローラ6と支持杆7の先端とが係合する点をOとすれば、従来のこの種高速度遮断器では、第1図の閉路位置から第2図の開路位置へ移行する場合は、ローラ6の支軸位置はCからC'へ移行するが、それに伴い支持杆7のローラ6への係合点はOよりO'へ移行することになり、したがって可動子4の変位角 θ_2 は、支持杆7の変位角 θ_1 より小さくなり開極時間、すなわち遮断時間におくれをきたす欠点がある。

この発明では、かかる係合点をローラ6の支軸中心と支持杆7の支軸中心とを結ぶ直線の外方、すなわち支持杆7の先端の鎖錠引外運動方向に偏倚してDで示す位置へ設定したことを特長とするもので、これにより開路時、支持杆7が変位する角を θ_3 として小さく設定でき、 θ_2 を十分大きく設定するようにしたもので、これにより、良好な高速度しやだんの目的を達成できるものである。

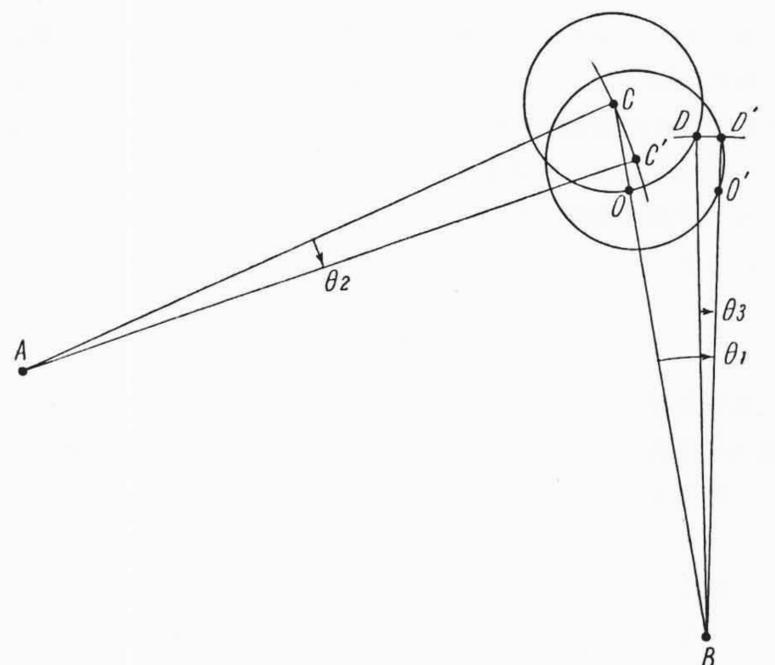
しかも保持用電磁石8は、可動子4の早切バネ圧に直接抗する吸引力を具備する必要がないゆえ、単に支持杆7の早切バネ圧にのみ抗するだけの容量とすればよいから、小形軽容量に構成でき、電気的損失の軽減を計りうる効果がある。(須田)



第2図



第1図



第3図