

同期電動機の等価回路定数算出法および始動特性推定法に関する研究

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2013-05-21 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 荒, 隆裕, Inoue, Tomoo メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10291/14125

博士學位請求論文

平成3年度

同期電動機の等価回路定数算出法
および始動特性推定法に関する研究

荒 隆裕

目次

第1章 序論	1
1.1 本研究の背景	1
1.2 本研究の目的と意義	4
1.3 本論文の概要	7
第2章 同期電動機電機子巻線の交流抵抗及び漏れリアクタンス の算出法	10
2.1 まえがき	10
2.2 同期電動機の直、横軸等価回路の導出	11
2.2.1 二反作用理論	11
2.2.2 直軸等価回路の導出	17
2.2.3 横軸等価回路の導出	18
2.3 商用試験より求められる等価回路定数	20
2.3.1 直軸励磁リアクタンス	20
2.3.2 横軸励磁リアクタンス	22
2.4 電機子巻線の交流抵抗及び漏れリアクタンスの算出法	24
2.4.1 設計値と無負荷飽和・三相短絡特性曲線 による方法	24
2.4.2 探りコイル法	26
2.5 まとめ	29
第3章 同期電動機の始動巻線等価インピーダンスの算出法	31
3.1 まえがき	31
3.2 導体棒電流が正弦波分布と仮定する方法（第I法）	32
3.2.1 始動巻線直軸等価インピーダンス	32

3. 2. 2	始動巻線横軸等価インピーダンス	-----	39
3. 2. 3	導体棒が一様に分布している場合の 始動巻線等価インピーダンス	-----	44
3. 3	導体棒対回路の電圧方程式による方法（第Ⅱ法）	-----	45
3. 3. 1	始動巻線直軸等価インピーダンス	-----	45
3. 3. 2	始動巻線横軸等価インピーダンス	-----	50
3. 3. 3	各導体棒電流の合成	-----	55
3. 4	始動巻線等価インピーダンス及び導体棒電流の計算例と その評価	-----	56
3. 4. 1	始動巻線の各抵抗及びリアクタンス	-----	56
3. 4. 2	始動巻線等価インピーダンス	-----	62
3. 4. 3	導体棒電流	-----	64
3. 5	まとめ	-----	67
第4章 単相交流印加法とダルトン・カメロン法による同期電動機の 始動巻線及び界磁巻線のインピーダンス算出法			
4. 1	まえがき	-----	69
4. 2	界磁巻線及び始動巻線の直軸インピーダンス算出法	-----	70
4. 2. 1	界磁巻線インピーダンスの算出法	-----	70
4. 2. 2	始動巻線横軸インピーダンスの算出法	-----	74
4. 3	単相交流印加法による実施例とその評価	-----	76
4. 3. 1	試験方法	-----	76
4. 3. 2	電動機端子より見た1相当りのインピーダンス	---	76
4. 3. 3	等価回路定数の算出結果と考察	-----	83
4. 4	ダルトン・カメロン法による実施例とその評価	-----	85
4. 4. 1	試験方法	-----	85

4. 4. 2	電動機端子より見た1相当りのインピーダンス	---	85
4. 4. 3	等価回路定数の算出結果と考察	-----	91
4. 5	まとめ	-----	92
第5章	塊状磁極同期電動機の塊状磁極のインピーダンス特性と単相交流		
	印加法による塊状磁極及び界磁巻線のインピーダンス算出法	---	94
5. 1	まえがき	-----	94
5. 2	塊状磁極のインピーダンス特性	-----	95
5. 2. 1	基本的考え方	-----	95
5. 2. 2	等価回路定数の算出法	-----	95
5. 2. 3	塊状磁極のインピーダンスの反復計算	-----	102
5. 3	単相交流印加法による等価回路定数の算出		
	及び塊状磁極特性	-----	105
5. 3. 1	電動機端子より見た1相当りのインピーダンス	---	105
5. 3. 2	等価回路定数の算出結果と考察	-----	109
5. 3. 3	塊状磁極特性の推定法	-----	111
5. 4	塊状磁極特性の考察	-----	118
5. 4. 1	塊状磁極のインピーダンスと周波数の関係	-----	118
5. 4. 2	塊状磁極のインピーダンスとギャップ電圧/ 周波数(磁束密度)の関係	-----	120
5. 5	まとめ	-----	123
第6章	直流試験法による同期電動機の電機子巻線端子から見た		
	各周波数におけるインピーダンスの算出法	-----	124
6. 1	まえがき	-----	124
6. 2	周波数特性算出のための理論構成	-----	125
6. 2. 1	シグナム関数のフーリエ変換	-----	125

6. 2. 2	各周波数におけるインピーダンスを算出する ための理論式の導出	-----	127
6. 2. 3	$R-L$ 直列回路での理論式の証明	-----	134
6. 2. 4	電算機処理のための近似式	-----	135
6. 3	直流試験法の実施例	-----	139
6. 3. 1	直流試験法の測定回路	-----	139
6. 3. 2	空心リアクトルの各周波数 におけるインピーダンス	-----	139
6. 3. 3	同期電動機の直軸及び横軸のインピーダンス軌跡	-	142
6. 4	本提案法による試験結果とその評価	-----	150
6. 5	まとめ	-----	153
第7章 始動巻線付き同期電動機及び塊状磁極同期電動機の始動特性			
	推定法とその評価	-----	155
7. 1	まえがき	-----	155
7. 2	同期電動機始動特性の計算式	-----	156
7. 2. 1	電源電圧の三相量から二軸量への変換	-----	156
7. 2. 2	始動時の電流	-----	158
7. 2. 3	始動時のトルク	-----	160
7. 3	始動巻線付き同期電動機の始動特性推定結果とその評価	---	161
7. 3. 1	端絡環インピーダンスを考慮した始動特性 の推定値と実測値との比較・検討	-----	161
7. 3. 2	単相交流印加法による始動特性の推定値 と実測値との比較・検討	-----	164
7. 3. 3	直流試験法による始動特性の推定値と 実測値との比較・検討	-----	172

7. 4	塊状磁極同期電動機の始動特性推定結果とその評価	-----	179
7. 4. 1	塊状磁極インピーダンスの反復計算	-----	179
7. 4. 2	始動特性の推定値と実測値との比較・検討	-----	181
7. 5	まとめ	-----	189
第8章	結論	-----	190
	謝辞	-----	194
	参考文献	-----	195
付録1	同期電動機の製作実績	-----	201
付録2	実負荷試験の方法	-----	201

第 1 章

序論

第 1 章 序論

1. 1 本研究の背景

各種産業界では、設備規模の拡大により同期電動機の単機容量が大容量化の一途をたどっており、付表 1. 1 の同期電動機の製作実績例に示すように定格容量が 40000KW 以上のものも製作されている。

同期電動機は、産業界においてセメント工業のボールミル用、炭酸ガスなどの圧縮機用、ポンプ用、製鉄所の高炉ブローア用、製紙工業のレファイナー及びパルプグラインダー用、電動発電機等の駆動機として用いられている。これは、以下のような特長を有しているためである^{(1) - (3)}。

- (1) 交流の周波数で定まる一定の回転速度で運転できる。
- (2) 任意の力率で製作可能なためシステムの力率改善として使用できる。
- (3) 誘導電動機と比べて効率が低い。
- (4) 誘導電動機と比べて電圧変化に対する最大トルクの変化が少ない。
- (5) 誘導電動機と比べてギャップが大きく、機械的に堅牢である。

付表 1. 1 に示すように同期電動機の始動法としては、同期電動機を商用周波数電源に接続して磁極頭部に設けた始動巻線（制動巻線）あるいは塊状磁極に発生するうず電流によるトルクを利用して始動する自己始動法、電源を低周波状態に保ち電動機を接続して、自己始動し、同期化した後、電源電圧及び周波数を上昇させて加速する低周波自己始動法、始動用電源発電機と同期電動機の電機子回路を接続し、両者の界磁を適当な比率にして励磁した後、電源発電機を徐々に始動して同期状態を保ちながら回転速度を上昇させる同期始動法、前述した始動用電源発電機の代わりにサイリスタ周波数変換装置を使用したサイリスタ始動法、直結された始動電動機によって始動させる始動電動機始動法があり、負荷のトルク特性、慣性の大小、電源容量、経済性などにより使い分けられている^{(4) - (6)}。

付表 1. 1に見られるように、各種産業において自己始動法による同期電動機が数多く使用されているが、中、大容量同期電動機の始動時（回転子がまさに回転しようとする瞬間から同期速度に達するまで）の電流、トルク等の始動特性に関しては、試験設備が大容量化するため、工場において正確に実測し、把握するのが困難な現状である。このことが同期電動機本体、工場内配線、保護装置、制御装置等の設計の合理化に対する一つの大きな障害となっている。

したがって、設計値あるいは工場においてできるだけ小容量の電源による簡単な等価試験によって実用上十分な精度で始動特性を推定する方法の確立が求められている。

しかしながら、設計値を用いて精度良く同期電動機の始動特性を推定する方法、また、同期電動機の始動の全過程における特性を推定する等価試験法についての規格および一般に認められた報告などは、この問題の重要性にもかかわらず、内外ともに見当たらない。

電気学会においても、この同期電動機始動特性に関する理論及び測定技術を調査、整理し、中、大容量機の実測データを集めて検討を加え、もって実用性のある同期電動機始動特性等価試験法を取りまとめ、技術の発展に貢献するとともに将来の規格化のための基盤の形成に寄与する事を目的として1987年に同期電動機始動特性調査専門委員会が設置され、活動している。

同期電動機は、1870年代に基本形ができ上がり⁽⁷⁾、その極数と交流の周波数で定まる一定の回転速度で運転する回転機であると定義されている⁽⁸⁾。

始動巻線付き同期電動機の始動時には、磁極頭に設けられた始動巻線によるトルク、界磁巻線（通常、界磁巻線は、3～10倍程度の放電抵抗（外部抵抗）により短絡している）によるトルク、磁極頭、磁極鉄心締め付けボルトに流れるうず電流によるトルクが発生する。また、塊状磁極同期電動機にあっては塊状鉄心

に流れるうず電流によるトルク、界磁巻線によるトルクが発生する。回転子が突極機の場合、反作用トルクがこれらに加わる⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾。

自己始動による同期電動機の始動特性の試験法は、電気規格調査会標準規格、電気学会技術報告などに記載されている⁽¹²⁾⁻⁽¹⁵⁾。これによると始動トルクは、回転子がまさに回転しようとする瞬間において利用できるトルクであり、交流入力法及びバネばかりを使用する方法により測定できる。始動電流は、回転子がまさに回転しようとするとき、電源から流入する電流をいい、過渡電流を含まない線電流をもってあらわしており、始動トルクの測定時に各相の電流を測定し、その平均値をとることにより求められる。同期電動機を誘導電動機として始動し、同期速度に到る間の滑りと利用できるトルク（平均値）と滑りの関係を曲線化したものがトルク特性曲線、また、この時、電機子巻線に流れる線電流（過渡電流を含まない）と滑りの関係を曲線化したものが電流特性曲線である。

自己始動法には、全電圧始動法、リアクトル始動法、補償器始動法、コンドルファ始動法、二次抵抗始動法、分割巻線始動法などがある。小容量あるいは極数の多い低速の同期電動機では、直接電源に投入して始動する全電圧始動方式が用いられている。この方式は、操作が簡単でもっとも経済的である。

小容量の同期電動機は、始動特性を測定することが可能であるが、前述したように中、大容量の同期電動機を工場内で、実規模で始動特性試験を実施することは、試験設備の大容量化を伴うため、通常、始動電圧以下の低い試験電圧で直流発電機法、交流入力法等により測定を行い、正比例法、対数比例法により始動時に換算するのが一般的である。例えば正比例法は、電流が電圧に比例し、トルクが電圧の二乗に比例するとして換算している。このため低い試験電圧での測定誤差は、始動電圧換算時に大きな誤差となる。

したがって、実際に始動特性試験を行うことなく、精度の高い始動特性推定法の確立がなされれば、前述したように同期電動機本体、工場内配線、保護装置、

制御装置等の設計の合理化に役立つことになる。

1. 2 本研究の目的と意義

本研究の目的は、各種産業において数多く使用されている中、大容量の同期電動機の等価回路定数あるいは電機子巻線の端子から見たインピーダンスを実用上十分な精度で算出する方法を提案し、さらに得られたそれらの結果を用いて始動特性を推定する方法を開発し、実用化することである。

本論文は、大別して、〔Ⅰ〕設計値を用いる場合及び〔Ⅱ〕試験値を用いる場合の同期電動機の等価回路定数算出法と始動特性推定法に分かれる。

〔Ⅰ〕設計値を用いる場合

この方法による同期電動機の等価回路定数算出法には、数多くの文献がある⁽¹⁶⁾⁻⁽²⁴⁾。また、それを用いて始動特性の推定法を論じたものには、文献(25)～(28)などがある。

しかしながら、設計値を用いた始動特性の推定は、各インピーダンスの導出式の精度により、推定値と実測値との比較・検討においてかなり誤差となる場合もある。

従来より用いられている同期電動機の導体棒と端絡環より構成⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾される始動巻線インピーダンスの計算式には、端絡環インピーダンスが十分に考慮されていない。

文献(18)は、この端絡環インピーダンスを導体棒とともに電機子側に換算する方法について論じている。これは、始動巻線各軸に対して正弦波分布の磁束鎖交を仮定して導体棒、端絡環の電流を求め、これにより始動巻線アドミタンスを導出したもので原理的に正しいと思われる。しかし、当時の技術水準から多元連立方程式を解く困難さのゆえに、導出過程にかなりの仮定を行ってこれを回避し

ているので結果の精度は、実用的には不十分である。

そこで本論文では、誘導機に比べて相対的に鉄心長が短い同期電動機の端絡環インピーダンスを考慮した始動巻線等価インピーダンスの算出法について提案している。

また、この結果を用いて始動特性を推定し、実測値との比較・検討からその妥当性を明らかにしている⁽³¹⁾⁻⁽³⁴⁾。

〔Ⅱ〕試験値を用いる場合

国内におけるメーカーとユーザ間の機器の引き渡しは、設計値を用いた計算値によることはなく、規格（JEC-114）では原則的に試験値主義がとられている。

JEC-114 には、電機子巻線直流抵抗、直軸及び横軸の同期リアクタンス、直軸過渡リアクタンス、直軸及び横軸の初期過渡リアクタンス、逆相リアクタンス、零相リアクタンス、開路時定数、短絡過渡時定数、短絡初期過渡時定数、電機子時定数などの諸定数が規格化され、これらの測定方法について述べられている⁽³⁵⁾。これらは、IEC Pub.34-4 においても規格化され⁽³⁶⁾、電気学会技術報告⁽³⁷⁾⁻⁽³⁹⁾などに記載されている。

関連する文献としては、IEC Pub.34-4の未確認試験法である文献（40）、（41）などがある。さらに関連する文献としては、文献（42）～（49）がある。

文献（40）は、静止周波数応答試験より、各周波数における端子より見たインピーダンスを求め、演算子インピーダンスを算出する方法について論じている。これより文献（50）（51）によって等価回路定数を分離することができる。文献（41）は、直流減衰試験より、直軸及び横軸の同期リアクタンス、直軸過渡リアクタンス、直軸及び横軸の初期過渡リアクタンス、開路過渡時定数、開路初期過渡時定数、短絡過渡時定数、短絡初期過渡時定数などの算出方法について論じている。

しかしながら試験設備から比較・検討すると、次の点で問題がある。

(1) 前述した規格化された方法は、これを測定するための試験設備が大がかりとなる。

(2) 静止周波数応答試験は、非常に低い周波数まで可変できる電源が必要となる。

(3) 直流減衰試験は、簡単であるが測定精度及び時定数の決定方法の向上が不可欠となる。

そこで本論文では、簡単な等価試験によって精度良く始動巻線付きあるいは塊状磁極同期電動機の等価回路定数及び電機子巻線の端子から見たインピーダンスを算出する方法を提案し、さらにそれらの結果を用いて始動特性を推定し、実測値と比較・検討している⁽⁵²⁾⁻⁽⁵⁹⁾。

始動巻線付き同期電動機の等価回路定数は、近似的に初期過渡リアクタンスを決定する方法として知られているダルトン・カメロン法あるいは直軸（横軸）単相交流印加法（巻線軸と磁極軸が同方向あるいは直角方向の特殊な場合）の試験と商用試験を組み合わせることにより、分離、決定でき、始動特性が精度良く、推定できることを実測値との比較・検討から論じている。

電機子巻線の端子から見た各周波数におけるインピーダンスは、同期電動機の端子間に直流電流（試験電流）を流した後、これを短絡し、その減衰電流（短絡電流）を測定し、これをフーリエ変換処理することによって求めている（以下、直流試験法と呼ぶ）。これは、インピーダンスが線形である始動巻線付き同期電動機に適用でき、始動特性の推定値と実測値との比較・検討からその妥当性を明らかにしている。

文献(41)は、直流電流の時間的減衰をプロットし、次に過渡電流の分離を行い、その大きさ、時定数を求め、これより各種リアクタンスなどを求めるもので筆者らの提案する直流試験法とは異なる。

塊状磁極同期電動機の等価回路定数は、ギャップでの電圧の大きさを一定とし、

前述の方法により精度良く分離、決定できることを論じている。また、始動特性の推定において塊状磁極の非線形性をどのように考慮すれば良いかについても検討している。これらの結果を用いて始動特性を推定し、実測値との比較・検討からその妥当性を明らかにしている。

1. 3 本論文の概要

本論文は、8章から構成されている。

本論文の主たる内容は、中、大容量の同期電動機の等価回路定数算出法の提案と始動特性を実用上十分な精度で推定する方法の開発に関するものである。

以下、本論文の第2章以後の概要を述べる。

第2章では、R.H.Parkが1929年にA.I.E.E.誌に発表した突極形同期電動機の標準解析理論である「同期機の二反作用理論」⁽⁶⁰⁾より直軸及び横軸の等価回路の導出方法を述べ、これらに用いる等価回路定数のうち電機子巻線の交流抵抗、漏れリアクタンスの算出方法を論じている。また、商用試験である直軸及び横軸同期リアクタンスを精度良く決定する方法についても述べている。

第3章では、端絡環のインピーダンスを考慮した始動巻線インピーダンスの算出について以下の方法から論じている。

第Iの方法は、直軸あるいは横軸の導体棒電流は、空間的に正弦波状に分布し、時間的位相はすべて等しいという仮定をし、始動巻線に吸収される全電力が電機子電流によって生ずるものとして置き換えることによって電機子巻線側に換算した等価インピーダンスを求めるものである。

第IIの方法は、まず各軸に関して対称な位置にある導体棒対とその端絡環によって形成される回路の正弦波交番磁界に対する電圧方程式を立て、各導体棒電流を求め、この導体棒電流によるギャップでの起磁力は電機子反作用起磁力に等し

いという関係から等価インピーダンスを求めるものである。

実施例として導体棒と端絡環より構成される始動巻線において、誘導機に比べて相対的に鉄心長（導体棒の長さ）が短い同期電動機を取り上げ、この設計値を用いて第Ⅰ、第Ⅱの方法での始動巻線インピーダンスを求め、比較・検討している。また、端絡環のインピーダンスを考慮した場合、無視した場合について比較・検討している。

第4章では、第2章の等価回路定数と近似的に初期過渡リアクタンスを決定する方法として知られているダルトン・カメロン法あるいは巻線軸と磁極軸が同方向の特殊な場合である直軸単相交流印加法の試験を界磁巻線に接続する外部抵抗を変えて、二回実施し、更に入力も同時に計測することにより、始動巻線付き同期電動機の界磁巻線と始動巻線直軸の抵抗分とリアクタンス分が分離、決定できることを論じている。また、始動巻線横軸の抵抗分とリアクタンス分は、ダルトン・カメロン法あるいは巻線軸と磁極軸が直角方向の特殊な場合である横軸単相交流印加法により分離、決定できることを論じている。さらに、この試験設備容量についても考察している。

第5章では、塊状磁極同期電動機の等価回路定数がギャップ電圧の大きさが一定の条件で、第4章の試験を行うことにより分離、決定できることについて論じている。また、磁束密度および周波数によって変化する塊状磁極のインピーダンスは、これらの関数として表現できることを実測結果より明らかにしている。さらに、この試験設備容量についても考察している。

第6章では、始動巻線付き同期電動機の端子から見た各周波数におけるインピーダンスが1.2節で述べた減衰電流にフーリエ変換処理を行なうことによって、実用上十分な精度で算出できることを明らかにしている。

また、C.CONCORDIAらが同期電動機の始動に使用している記号⁽²⁰⁾を用いて、これらインピーダンスを演算子インピーダンスに変換し、これの軌跡を求め、考

察している。さらに、試験電流を変化したときの演算子インピーダンス軌跡を求め、検討している。最後に、この試験設備容量についても考察している。

第7章では、第2章で述べるR.H.Parkの式から始動特性の計算式が導出できることを明らかにし、これを用いて第3章、第2章と第4章、第2章と第5章より求められる等価回路定数及び第6章の演算子インピーダンスと第2章の電機子巻線交流抵抗から始動特性を推定し、実測値と比較・検討している。

第8章では、本論文の目的を再度整理し、各章毎に得られた成果を体系的に総括している。

第 2 章

同期電動機電機子巻線の交流抵抗及び 漏れリアクタンスの算出法

第2章 同期電動機電機子巻線の交流抵抗及び漏れリアクタンスの算出法

2.1 まえがき

R.H.Parkは、突極形同期機の標準的解析手法として定着している二反作用理論を1929年に発表した⁽⁶⁰⁾⁽⁶¹⁾。この理論は、回転子上に座標軸を設定し、N極の磁極の向きを直軸（ d 軸）、これと電気角で $\pi/2$ だけ回転方向より遅れた磁極間の向きを横軸（ q 軸）に分けて表し、機械の電圧方程式を二軸成分を用いて記述するものである。この方程式は、Parkの式とも呼ばれ、それを用いて同期機の過渡特性、定常特性を解析することができる。

突極形同期電動機の始動時における定常特性を表現する直軸及び横軸の等価回路は、この式より導出することができる。

これら等価回路定数のなかで直軸及び横軸の同期リアクタンス及び電機子巻線直流抵抗の測定法は、IEC Pub.34-4、JEC-114及び電気学会技術報告書などに記載されているが⁽³⁸⁾⁽³⁹⁾⁽⁶²⁾⁻⁽⁶⁵⁾、まえがきでも述べたように、簡単でしかも小容量の電源による等価試験によって界磁巻線インピーダンスと始動巻線（塊状磁極）直軸インピーダンス及び始動巻線（塊状磁極）横軸インピーダンスを分離、決定する方法、電機子巻線の交流抵抗、漏れリアクタンスの算出法は、未だ、確立していない。

本章では、まず、第3章以降において使用する一定速度で回転する状態を表す直軸及び横軸の等価回路がR.H.Parkの基本式から導出できることを明らかにする。次に、これら等価回路定数の内、電機子巻線の交流抵抗、漏れリアクタンス、直軸及び横軸の励磁リアクタンスの算出法について述べる。

電機子巻線交流抵抗については、三相短絡特性の測定時において、電機子電流が零（界磁巻線を開放）と定格時、各々における駆動機側（直流電動機）の入力差から算出する方法について論ずる。電機子巻線の漏れリアクタンスについては、

無負荷飽和曲線、三相短絡特性曲線及び電機子反作用アンペア・ターンの設計値から算出する方法について論ずる⁽⁵²⁾⁻⁽⁵⁴⁾。また、IEC Pub.34-4未確認試験として記載されている探りコイル法による電機子巻線の交流抵抗及び漏れリアクタンスの算出法についても検討する⁽⁴⁰⁾⁽⁶⁶⁾。

2.2 同期電動機の直、横軸等価回路の導出

2.2.1 二反作用理論

突極回転機では、電機子巻線と回転子回路間、あるいは電機子巻線の二相間の相互インダクタンス、電機子巻線1相の自己インダクタンスなどは回転子の位置によって異なった値をとる。

例えば、A相巻線について考えれば、図2.1と図2.2の各状態では、ギャップの磁気抵抗がそれぞれ最大、最小であるから、巻線に単位電流が流れた場合にギャップに生成する磁束は、それぞれ最小、最大となる。従って、その自己インダクタンスは、それぞれ最小、最大になる。

また、回転子にある界磁巻線について考えれば、A相巻線との相互インダクタンスは、図2.1、図2.2の場合それぞれ最小(零)、最大となる。前述した2つの例は、いずれも回転子鉄心あるいは、巻線の非対称構造によるものである。

したがって、これらの回路に関する微分方程式では、そのインダクタンスが回転子角度の関数となり、一定速度で回転する場合でも取扱に不便であり、解析的に解くことが困難である。

そこで、適切な仮定を設けて方程式の中でインダクタンスが繁雑な回転子角度の関数にならないように、比較的簡単な変数変換をするのが、二反作用理論の発想である⁽²⁰⁾⁽⁶⁷⁾⁽⁶⁸⁾。

理論の前提として、物理的な単純化のために次の3つの仮定をする。

〔第1の仮定〕 電機子巻線の作る起磁力は、回転子回路との相互誘導に関する

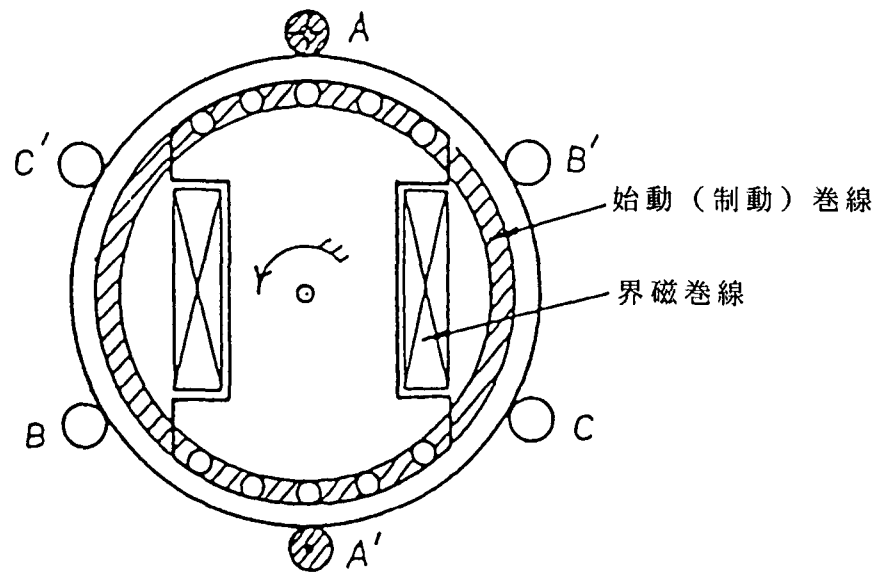


図 2. 1 自己インダクタンスの変化
(A相自己インダクタンス最小)

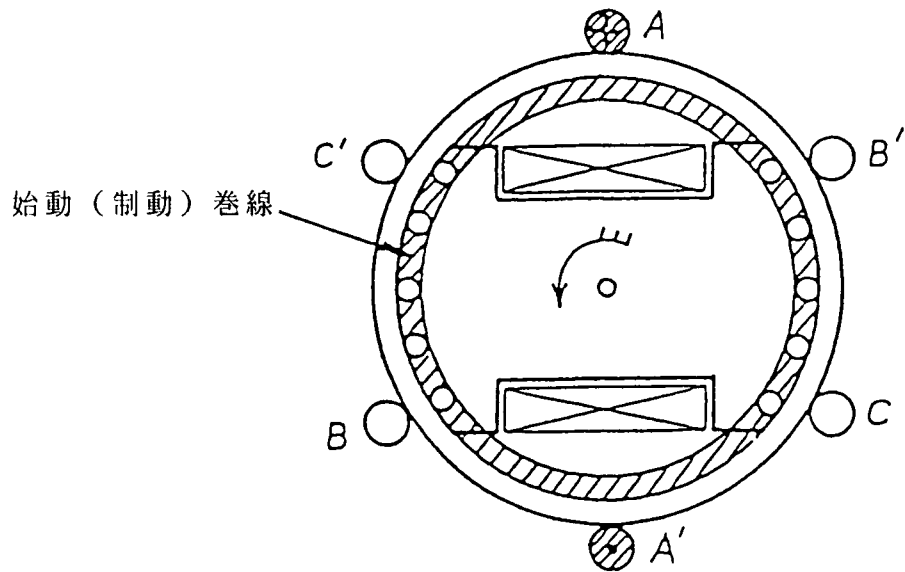


図 2. 2 自己インダクタンスの変化
 (A相自己インダクタンス最大)

限りギャップに沿って正弦波状に分布する。

〔第2の仮定〕 電機子側のスロットは、回転子の位置と関係して回転子側のインダクタンスを変化させる原因にはならない。

〔第3の仮定〕 鉄心の飽和については、これを無視する。

第1の仮定は、スロット数、相数ともに有限である実際の場合、厳密には成立しないが、回転機解析にはしばしば行なわれるものである。

第2の仮定は、いわゆる”スロット・リップル”の影響を無視することである。これらの仮定は基本波電力を取り扱う場合には、経験からも許容されるものである。

第3の仮定は、諸インダクタンスあるいはリアクタンスを一定として解析を簡単にするために行なうものであるが、必要に応じて近似的に鉄心の飽和を考慮する場合もある。

二反作用理論では、図2.3のように回転子上に座標軸を設定しN極の磁極の向きを直軸、これと電気角で $\pi/2$ だけ回転方向より遅れた磁極間の向きを横軸にとっている。

電機子巻線あるいは回転子回路によってギャップに生ずるすべての磁束は、この座標上の直交二成分、すなわち直軸成分、横軸成分に分解して取り扱っている。

これらをもとに電機子巻線、始動巻線及び界磁巻線についての電圧、磁束鎖交方程式求め、三相量から dq 軸量に変換し、単位法表示する。

無励磁の突極形同期電動機を誘導電動機として始動する場合の直軸及び横軸の回路の電圧及び磁束鎖交方程式は、IEC Pub.34-10の電動機ベースで記述すると、式(2.1)～式(2.10)で表わされる⁽⁶⁹⁾。

$$u_d = p\phi_d + \phi_q p\gamma + r_a i_d \quad (2.1)$$

$$u_q = -\phi_d p\gamma + p\phi_q + r_a i_q \quad (2.2)$$

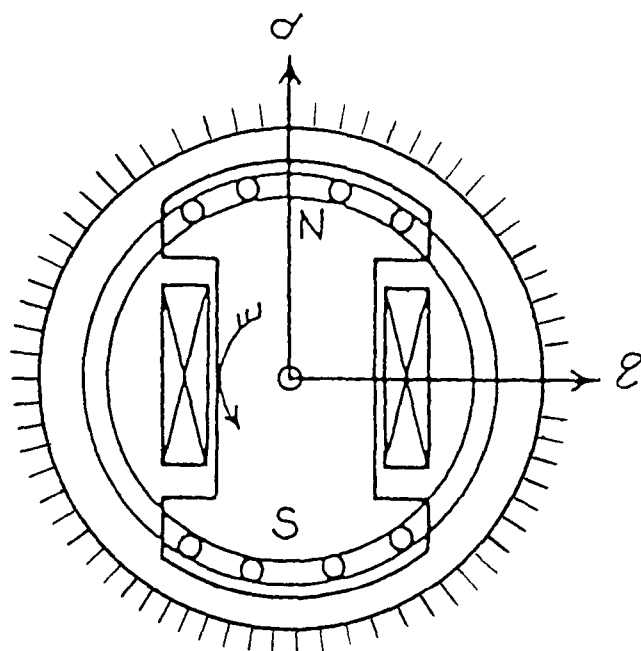


図 2. 3 直軸 (d)、横軸 (q) の設定

$$0 = r_f i_f + p \phi_f \quad (2.3)$$

$$0 = r_{kd} i_{kd} + p \phi_{kd} \quad (2.4)$$

$$0 = r_{kq} i_{kq} + p \phi_{kq} \quad (2.5)$$

$$\phi_d = X_d i_d + X_{afd} i_f + X_{akd} i_{kd} \quad (2.6)$$

$$\phi_q = X_q i_q + X_{akq} i_{kq} \quad (2.7)$$

$$\phi_f = X_{afd} i_d + X_{ffd} i_f + X_{fkd} i_{kd} \quad (2.8)$$

$$\phi_{kd} = X_{akd} i_d + X_{kkd} i_{kd} + X_{fkd} i_f \quad (2.9)$$

$$\phi_{kq} = X_{akq} i_q + X_{kkq} i_{kq} \quad (2.10)$$

ただし、

ϕ_d, ϕ_q : 直軸及び横軸に生ずる電機子巻線全磁束鎖交数

ϕ_f : 界磁巻線全磁束鎖交数

ϕ_{kd}, ϕ_{kq} : 直軸及び横軸に生ずる始動（制動）巻線全磁束鎖交数

u_d, u_q : 直軸及び横軸の電機子巻線に加わる電圧

i_d, i_q : 直軸及び横軸の電機子電流

i_{kd}, i_{kq} : 直軸及び横軸の始動巻線電流

i_f : 界磁巻線電流

r_a : 電機子巻線抵抗

X_d, X_q : 直軸及び横軸の同期リアクタンス

r_f, X_{ffd} : 界磁巻線抵抗、界磁巻線自己リアクタンス、

r_{kd}, r_{kq} : 直軸及び横軸の始動巻線抵抗

X_{kkd}, X_{kkq} : 直軸及び横軸の始動巻線自己リアクタンス

X_{afd} : 電機子巻線と界磁巻線との間の相互リアクタンス

X_{akd}, X_{akq} : 電機子巻線と直、横軸始動巻線との間の相互リアクタンス

X_{fkd} : 界磁巻線と直軸始動巻線との間の相互リアクタンス

p : 微分演算子 d/dt (以降、 t は、単位法表示とする。)

x_{ad}, x_{aq} : 直軸及び横軸の電機子反作用リアクタンス

$$x_{akd} = x_{afd} = x_{fkd} = x_{ad}, \quad x_{akq} = x_{aq} \quad \text{である。}$$

x_l : 電機子巻線漏れリアクタンス

$$x_l = x_d - x_{ad} = x_q - x_{aq}$$

これらは、R.H.Parkの式とも呼ばれている。

2. 2. 2 直軸等価回路の導出

式(2.3)に式(2.8)、式(2.4)に式(2.9)を代入すると、

$$(r_f + x_{ffd}p) i_f + x_{fkd}p i_{kd} = -x_{afd}p i_d \quad (2.11)$$

$$x_{fkd}p i_f + (r_{kd} + x_{kkd}p) i_{kd} = -x_{akd}p i_d \quad (2.12)$$

となる。次に、式(2.11)、(2.12)より、

$$i_f = - \frac{x_{afd}p (r_{kd} + x_{kkd}p) - (x_{akd}p) (x_{fkd}p)}{(r_f + x_{ffd}p) (r_{kd} + x_{kkd}p) - x_{fkd}^2 p^2} i_d \quad (2.13)$$

$$i_{kd} = - \frac{x_{akd}p (r_f + x_{ffd}p) - (x_{fkd}p) (x_{afd}p)}{(r_f + x_{ffd}p) (r_{kd} + x_{kkd}p) - x_{fkd}^2 p^2} i_d \quad (2.14)$$

となる。式(2.13)、(2.14)を式(2.6)へ代入し、 i_d の関数として表現すると、

$$\begin{aligned} \phi_d &= i_d (x_d + (i_f/i_d) x_{afd} + (i_{kd}/i_d) x_{akd}) \\ &= i_d \left\{ x_d - \frac{p^2 (x_{kkd} x_{afd}^2 - 2x_{fkd} x_{akd} x_{afd} + x_{ffd} x_{akd}^2) + p (x_{afd}^2 r_{kd} + x_{akd}^2 r_f)}{p^2 (x_{kkd} x_{ffd} - x_{fkd}^2) + p (x_{kkd} r_f + x_{ffd} r_{kd}) + r_{kd} r_f} \right\} \\ &= i_d X_d(p) \end{aligned} \quad (2.15)$$

となる。

式(2.15)の右辺第3式の $X_d(p)$ は、直軸演算子インピーダンスと呼ばれ、同式の右辺第2式と比較するとこれは、電機子巻線抵抗を含まないインピーダンスで表現されることがわかる。

定常状態(回転子は、すべり S (一定)で運転しているとする)を取り扱うには、微分演算子 p を jS に置き換え、初期値を考慮にいない複素数形式で表現すると図2.4においてリアクタンスを実数部とおいた直軸演算子インピーダンスと一致する。

これについて等価回路から逆算することにより証明する。

図2.4の直軸等価回路において電機子巻線抵抗を除く各定数に $1/j$ を乗じ、リアクタンス部を実数で表現する。次に、 $jS=p$ とおき直軸演算子インピーダンス $X_d(p)$ を求める。

$$X_d(p) = x_l + 1 / \left(\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x_{kd} + r_{kd}/p} + \frac{1}{x_f + r_f/p} \right) \quad (2.16)$$

式(2.16)に $x_f = x_{ffd} - x_{ad}$, $x_{kd} = x_{kkd} - x_{ad}$, $x_l = x_d - x_{ad}$ を代入すると、

$$X_d(p) = x_d - \frac{p^2 (x_{kkd} x_{ad}^2 - 2x_{ad}^3 + x_{ffd} x_{ad}^2) + p (x_{ad}^2 r_{kd} + x_{ad}^2 r_f)}{p^2 (x_{kkd} x_{ffd} - x_{ad}^2) + p (x_{kkd} r_f + x_{ffd} r_{kd}) + r_{kd} r_f} \quad (2.17)$$

となる。これは、式(2.15)の右辺第2式で $x_{akd} = x_{afd} = x_{fkd} = x_{ad}$ とおいた式と一致する。

2.2.3 横軸等価回路の導出

横軸についても2.2.2項と同様に考える。式(2.5)、(2.10)より、 i_{kq} を i_q の関数として表現し、式(2.7)に代入すると、

$$\phi_q = i_q (x_q + (i_{kq}/i_q) x_{akq})$$

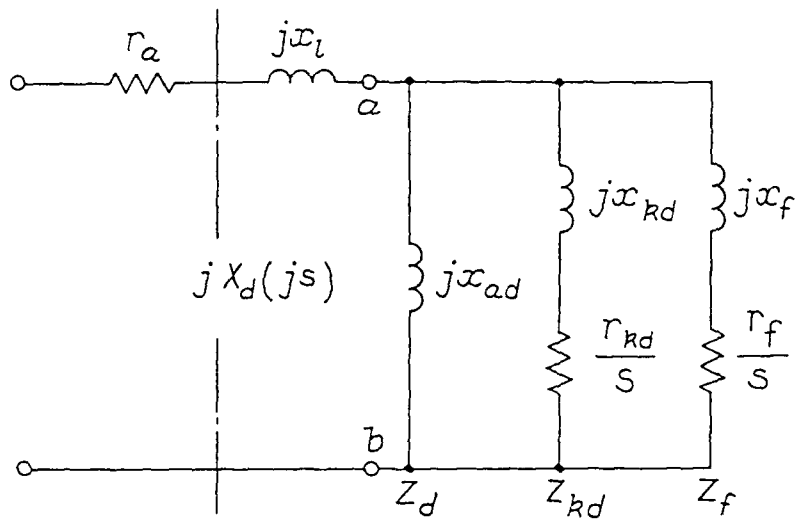


图 2. 4 直轴等值回路

$$\begin{aligned}
&= i_q (x_q - p x_{akq}^2 / (p x_{kkq} + r_{kq})) \\
&= i_q X_q(p)
\end{aligned} \tag{2.18}$$

となる。

式(2.18)の右辺第3式の $X_q(p)$ は、横軸演算子インピーダンスであり、同式の右辺第2式と比較すると、直軸の場合と同様、電機子巻線抵抗を含まないインピーダンスで表現されることがわかる。

図2.5の横軸等価回路についても直軸の場合と同様に考える。横軸演算子インピーダンス $X_q(p)$ は、

$$X_q(p) = x_{l+1} / \left(\frac{1}{x_{aq}} + \frac{1}{x_{kq} + r_{kq}/p} \right) \tag{2.19}$$

となり、式(2.19)に $x_{kq} = x_{kkq} - x_{aq}$ 、 $x_{l+1} = x_q - x_{aq}$ を代入すると、

$$X_q(p) = x_q - p x_{aq}^2 / (p x_{kkq} + r_{kq}) \tag{2.20}$$

となり、式(2.18)の右辺第2式で $x_{akq} = x_{aq}$ とおいた式と一致する。

以上より、同期機電動機の定常特性を表現する図2.4、図2.5の直、横軸等価回路は、Parkの式により導き出すことができる。

2.3 商用試験より求められる等価回路定数

2.3.1 直軸励磁リアクタンス

直軸励磁リアクタンス x_{ad} ⁽⁷⁰⁾は、物理的に直軸電機子反作用リアクタンスであり、直軸同期リアクタンス x_d を無負荷飽和曲線と短絡特性曲線あるいは滑り法より求め、これより2.4節より求まる電機子巻線漏れリアクタンスを差引くことにより決定できる。

無負荷飽和、三相短絡特性試験は⁽³⁸⁾⁽³⁹⁾⁽⁶³⁾⁽⁶⁴⁾、界磁電流が零の付近の無負荷電圧及び直軸同期リアクタンスを精度良く測定するために、電機子巻線全端子を開放あるいは短絡した同期電動機を駆動機により発電機として運転し、界磁

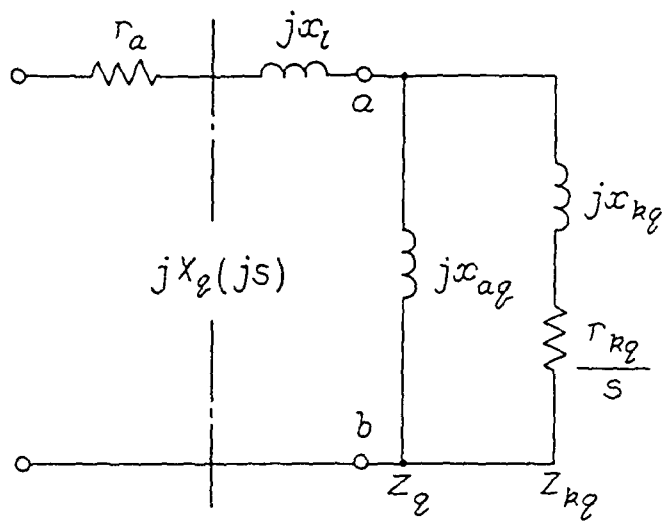


图 2. 5 横轴等值回路

巻線に流す直流電流の極性を交互に切り替え、残留磁束をほぼ零とした後、徐々に界磁電流を増加させ試験を行う。特に、低電圧付近の測定精度は、2.4.1項で述べる電機子巻線漏れリアクタンスの算出精度に大きく影響を及ぼすので計測する電圧計のレンジを低く設定するか、または、精度の高いデジタル電圧計を使用することが望ましい。

また、滑り法の試験⁽³⁸⁾⁽³⁹⁾⁽⁶³⁾⁽⁶⁴⁾は、同期電動機の回転子速度を同期速度の-1%~+1%程度の範囲で変化させ、各速度における直軸リアクタンスを求め、これを同期速度で補間する。

図2.6は、成層磁極突極形同期電動機(10KW-200V-31.9A-4P)における実測例である。

2.3.2 横軸励磁リアクタンス

横軸励磁リアクタンス x_{aq} は、横軸同期リアクタンス x_q を滑り法あるいは逆励磁法⁽³⁸⁾⁽³⁹⁾⁽⁶³⁾⁽⁶⁴⁾で求め、電機子巻線漏れリアクタンスを差引くことにより決定できる。

逆励磁法は、同期電動機を無負荷定格回転速度で運転し、励磁電流を徐々に下げ、極性を逆にして励磁を徐々に増し、同期はずれ直前の最大電機子電流とその時の電圧を測定し、これより横軸同期リアクタンスを求める方法である。横軸同期リアクタンスを精度良く測定するためには、特に、同期はずれ直前付近で励磁電流をゆっくり上げる必要がある。

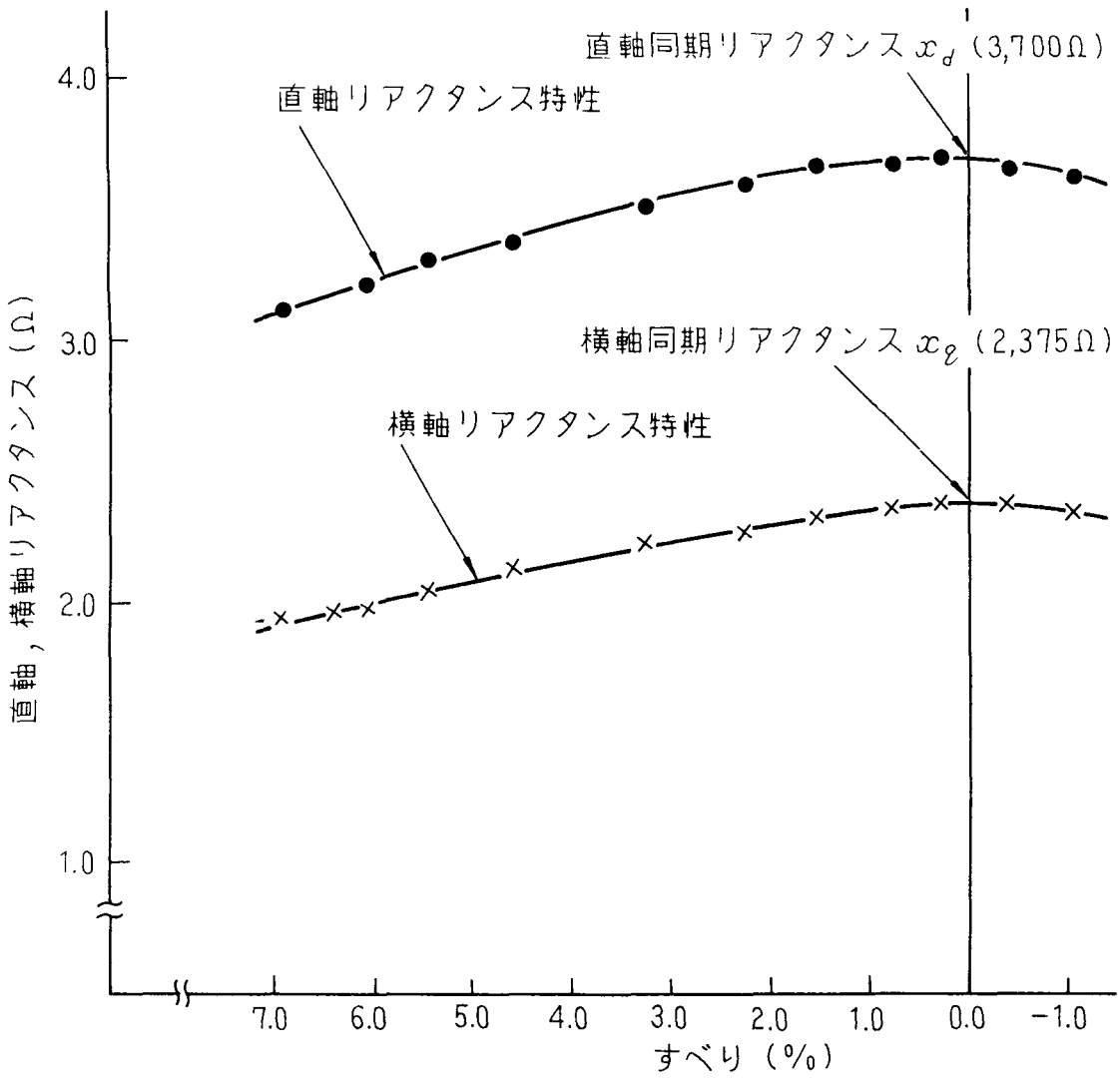


図2. 6 滑り法による同期リアクタンスの決定法

2. 4 電機子巻線の交流抵抗及び漏れリアクタンスの算出法

2. 4. 1 設計値と無負荷飽和・三相短絡特性曲線による方法

(1) 電機子巻線交流抵抗 r_a

JEC-114、電気学会技術報告書などに記載されている電機子巻線抵抗の測定法は⁽³⁷⁾⁽⁶⁴⁾、直流抵抗に関するものであり、同期電動機の始動特性を取り扱うためには交流抵抗を測定する必要がある。そのためには、三相短絡特性試験において定格電流 I_n 及び電流零（界磁電流零）における駆動機の入力を測定し、それぞれを P_n, P_0 とすれば電機子巻線交流抵抗 r_a は、次式により求められる。

$$r_a = (P_n - P_0) / (3I_n^2) \quad (2.21)$$

(2) 電機子巻線漏れリアクタンス x_l

無負荷飽和曲線、三相短絡特性曲線及び電機子反作用アンペア・ターンの設計値で電機子漏れリアクタンスを算出する方法について述べる。

定格電流 I_n における電機子反作用アンペア・ターンの界磁巻線換算値 I_{fa} は、

$$I_{fa} = 1.35 \frac{A_{d1} Z_e I_n}{A_1 P (N_f / a_f)} \quad (2.22)$$

Z_e : 電機子巻線一相の直列有効導体数

N_f : 1極の界磁巻回数

P : 極数

a_f : 界磁並列回路数

A_{d1} : 電機子電流による磁束密度の（基本波最大値／実際波形の最大値）

A_1 : 界磁電流による磁束密度の（基本波最大値／実際波形の最大値）

と計算されるので⁽⁷¹⁾⁻⁽⁷³⁾、2. 3. 1項より求められる図2. 7の短絡特性曲線上で定格電流 I_n に対応する界磁電流 I_{fn} を求める。次に、

$$I_{f1} = I_{fn} - I_{fa} \quad (2.23)$$

を求め、 I_{f1} に対応する電圧降下 V_l を図2.7の無負荷飽和曲線より求める（矢印手順）。この電圧 V_l は、電流 I_n による電機子巻線漏れ磁束の呈するリアクタンスとして消費されるので電機子巻線漏れリアクタンス x_l は、

$$x_l = V_l / (\sqrt{3} I_n) \quad (2.24)$$

により求められる。

2.4.2 探りコイル法

探りコイル法は、未確認試験法としてIEC 34-4のA39、A40に記載されている。探りコイルの形状は、固定子の歯部上に極ピッチ間隔で固定した探りコイルの端部が鉄心の積み厚方向に対して直角に折り曲げられ、先端が固定子中心となるようになっている。

回転子を固定子から引き抜き、あらかじめ巻回数 N_c のわかった探りコイル端部を固定子歯部上に固定する。次に、電機子巻線端子に三相交流電源を接続し、電流を変化した時の電圧 V 、電流 I 、入力 P を測定する。また、そのときの探りコイルに誘導する電圧 V_c を測定する。

電機子巻線交流抵抗は、

$$r_a = P / (3I^2) \quad (3.25)$$

により求められる。

一極当たりのスロット数が整数の場合、探りコイルに誘導する電圧は、主磁束によるものであり、電機子巻線に誘導する電圧に換算し、これを電機子電流で除することにより、

$$X_b = V_c (Nk_w) / (I N_c) \quad (2.26)$$

N_c : 探りコイルの巻回数

Nk_w : 電機子巻線有効巻回数

リアクタンスが求められる。

電機子巻線漏れリアクタンスは、

$$X = \sqrt{(V / (\sqrt{3} I))^2 - (P / (3 I^2))^2} - X_0 \quad (2.27)$$

により求められる。

図 2. 8 は、探りコイル法による突極形同期電動機（10KW-200V-31.9A-4P、1極当たりのスロットが整数の場合）の電機子巻線の交流抵抗、漏れリアクタンスである。これは、同期電動機の回転子を引き抜いた後、巻回数10回の探りコイルを固定子歯部に直付け0.0 (mm)、8.0 (mm)、16.0 (mm) と離れた場合、各々について電機子巻線電流を定格電流の約70%～140%まで変化させ、この時における電流、電圧、入力及び探りコイルに誘導する電圧を測定した。図 2. 8 の電機子巻線の交流抵抗、漏れリアクタンスは、この測定値を用いて式(3. 25)～(3. 27)より求め、各探りコイルの位置においてこれらを平均したものである。

この結果を考察すると、電機子巻線交流抵抗は、探りコイルの位置が固定子歯部から離れるに従い僅かに大きくなっている。これは、電機子巻線の温度上昇による影響及び測定精度によるものと考えている。

また、電機子巻線漏れリアクタンスは、探りコイルの位置が固定子歯部から離れるに従って大きくなっている。これは、探りコイルが固定子歯部から離れるに従って探りコイルに誘導する電圧が小さくなるためである。

始動巻線付き同期電動機の電機子巻線交流抵抗は、探りコイル法では 0.172 (Ω)、2. 4. 1項の場合では、0.166 (Ω)である。

また、電機子巻線漏れリアクタンスは、探りコイル法の固定子鉄心歯部直付けの場合では、0.545 (Ω)、2. 4. 1項の無負荷飽和曲線、三相短絡特性曲線及び電機子反作用アンペア・ターンの設計値を用いる場合では、0.440 (Ω)、

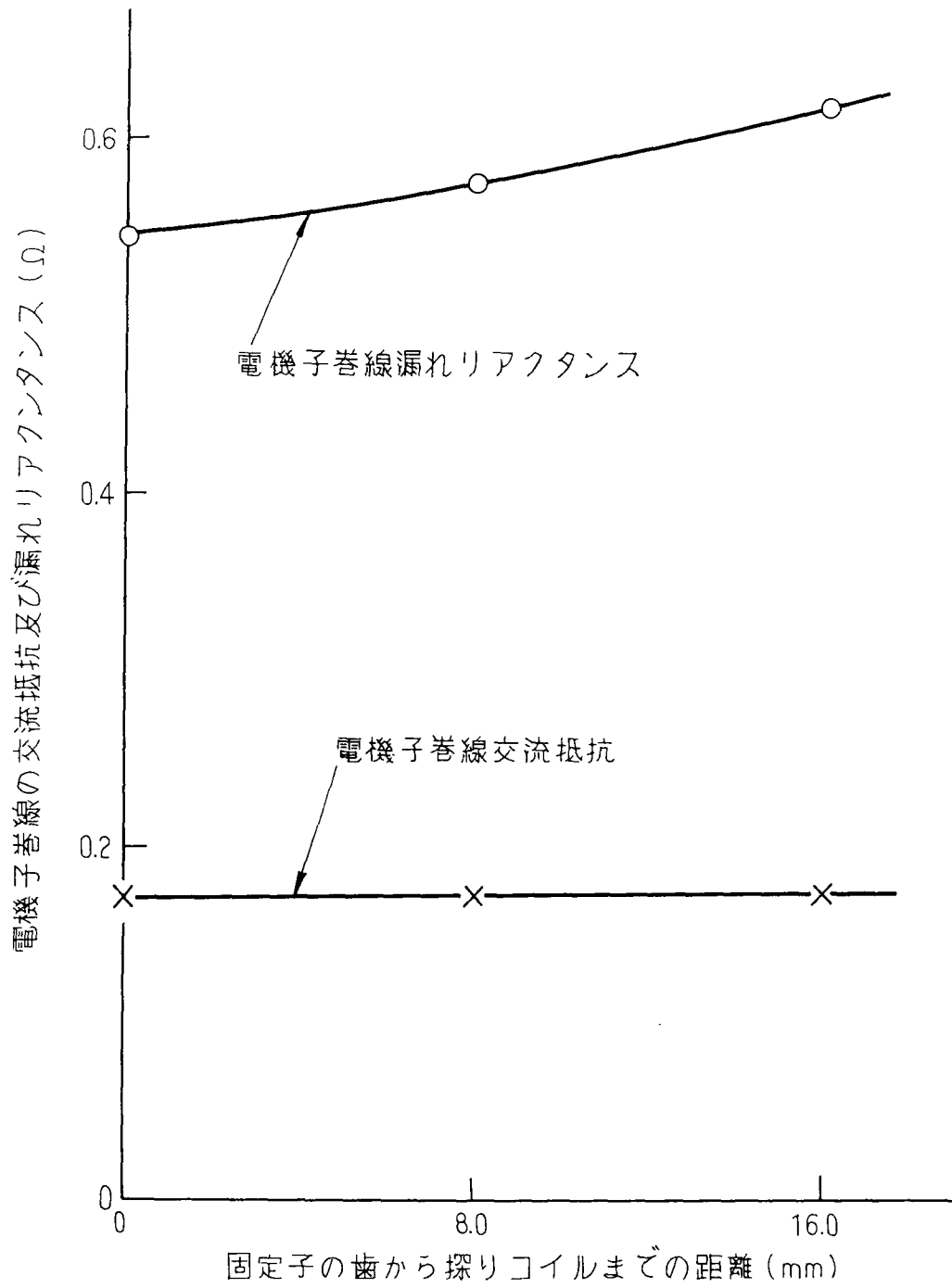


図 2. 8 探りコイル法による電機子巻線の交流抵抗及び漏れリアクタンス

Kilgoreの計算式⁽⁷⁴⁾による方法では0.282 (Ω)である。

一極当たりのスロット数が整数でない場合の X_b は、

$$X_b = \frac{V_c (Nkw)}{I N_c \sin\left(\frac{\pi q'}{6q}\right)} \quad (2.28)$$

q : 1極1相当りのスロット数の数

q' : 1極当たりのスロット数 (最大の整数)

により求められる。

2.5 まとめ

本章では、突極形同期電動機の直軸及び横軸の等価回路がR.H.Parkの基本式から導出できることを明らかにした。次に、これら等価回路定数の内、電機子巻線の交流抵抗、漏れリアクタンス、直軸及び横軸の励磁リアクタンスの算出法について明らかにした。

本章で得られた結果を述べると次のとおりである。

(1) 突極形同期電動機の直軸及び横軸の等価回路がR.H.Parkの式により、導出できることを明らかにした。

(2) 直軸及び横軸の同期リアクタンスを精度良く求める方法について明らかにした。

(3) 電機子巻線交流抵抗は、三相短絡特性試験時に駆動機の入力を同時に計測することにより求められることを明らかにした。

(4) 電機子巻線漏れリアクタンスは、無負荷飽和曲線、三相短絡特性曲線及び電機子反作用アンペア・ターンの設計値を用いることにより算出できることを明らかにした。これを算出するための式(2.22)における Z_e 、 N_f 、 a_f は、基本的な設計の数値であり、精度的には問題ない。しかし、 A_{d1} 、 A_1 は、ギャ

ップ長、磁極幅および最大ギャップ長／最小ギャップ長に関する係数で若干の誤差が見込まれる。しかしながらこれらについては、例えば極孤が円弧である場合、文献(71)～(73)などにも記載され、経験的にその信頼性がほぼ確認されている。設計値を全く使用しない電機子巻線漏れリアクタンスの精度の高い試験法が見当たらないので、その使用は止むを得ないと考えている。

(5) 電機子巻線の交流抵抗及び漏れリアクタンスは、探りコイル法により、測定できることを実測例をもとに示した。この方法は、固定子から回転子を引き抜くため、設置済みの機械には不向きであり、またコイル端部の漏れ磁束が実際と異なるなどの問題がある。

第 3 章

同期電動機の始動巻線 等価インピーダンスの算出法

第3章 同期電動機の始動巻線等価インピーダンスの算出法

3.1 まえがき

誘導機に比べて相対的に鉄心長の短い同期機にあっては、始動（制動）巻線回路のインピーダンスを電機子巻線側に換算する場合、導体棒と端絡環より構成⁽³⁾ ⁽²⁹⁾される始動巻線の端絡環インピーダンスを無視することはできない。

本章では、同期機の過渡現象及び正確な始動特性の計算において問題となる端絡環インピーダンスを考慮した始動巻線等価インピーダンスの算出法について述べる。

この端絡環インピーダンスを導体棒とともに電機子巻線側に換算する方法については、文献(16)、(18)などがある。特に文献(18)では、始動巻線の各軸に対して正弦波分布の磁束鎖交を仮定して導体棒と端絡環の電流を求め、これにより、始動巻線アドミタンスを導出したもので原理的に正しいと思われる。しかし、当時の技術水準から多元連立方程式を解く困難さのゆえに、導出過程にかなりの仮定を行って、これを回避しているので結果の精度は、不十分である。

文献(16)の場合は、端絡環インピーダンスは導体棒のインピーダンスに付加されているが、その導出について何らの説明もなく、その正当性は、はなはだ疑問である。

本章で論ずる第Ⅰの方法は、直軸あるいは横軸導体棒電流が空間的に正弦波状で分布し、時間的な位相もすべて等しいという仮定を出発点としている。そして、始動巻線に吸収される全電力が電機子巻線電流によって生ずるものとして置き換えることによって電機子巻線側に換算した等価インピーダンスを求めるものである。この方法は、解析的に始動巻線等価インピーダンスを求めており、他に類例がない⁽³¹⁾⁻⁽³⁴⁾。

第Ⅱの方法は、まず各軸に関して対称な位置にある導体棒対とその端絡環によ

って形成される回路の正弦波交番磁界に対する電圧方程式をたて、計算機によって連立方程式を解くことにより、端絡環に流れる複数の導体棒電流を求める。この場合には、導体棒電流の位相は考慮されることになるので第 I 法に比べて導体棒電流の精度が高くなる。この導体棒電流によるギャップでの起磁力は、電機子反作用起磁力に等しいという関係から始動巻線の等価インピーダンスを求める。これは、文献(18)の方法と基本的な考え方は同じであるが、各軸の磁束が正弦波分布であるという仮定以外、何らの仮定なしに各導体棒電流を正確に数値計算している。また文献(18)では隣合った導体棒についての回路を考えているのに対し、各軸に対称な位置にある導体棒対を考えているので取扱いが容易である。

3. 2 導体棒電流が正弦波分布と仮定する方法 (第 I 法)

3. 2. 1 始動巻線直軸等価インピーダンス

空間的に正弦波状に分布する磁束が磁極中心軸に加えられ時間的に交番し、図 3. 1 に示す磁極頭にある始動巻線と鎖交するものとする。

直軸に対して対称の位置にある各 2 本の始動巻線の導体棒に誘導する電流は、大きさが等しく逆向きである。直軸から $1/2$ の極間隔のところに導体棒が存在することを仮定すれば、最大電流は、その 2 つの導体棒に生ずる。

直軸から電気角で $\theta_i/2$ の位置にある 2 本の第 i 番目導体棒における電流 I_{id} (最大値) は、この最大導体棒電流 I_{Dd} (最大値) の $\sin(\theta_i/2)$ 倍であると考え。すなわち、

$$I_{id} = I_{Dd} \sin(\theta_i/2) \quad (3.1)$$

で表し、端絡環の存在によっても正弦波状分布がくずれず、導体棒電流間の時間的位相差もないものとする。

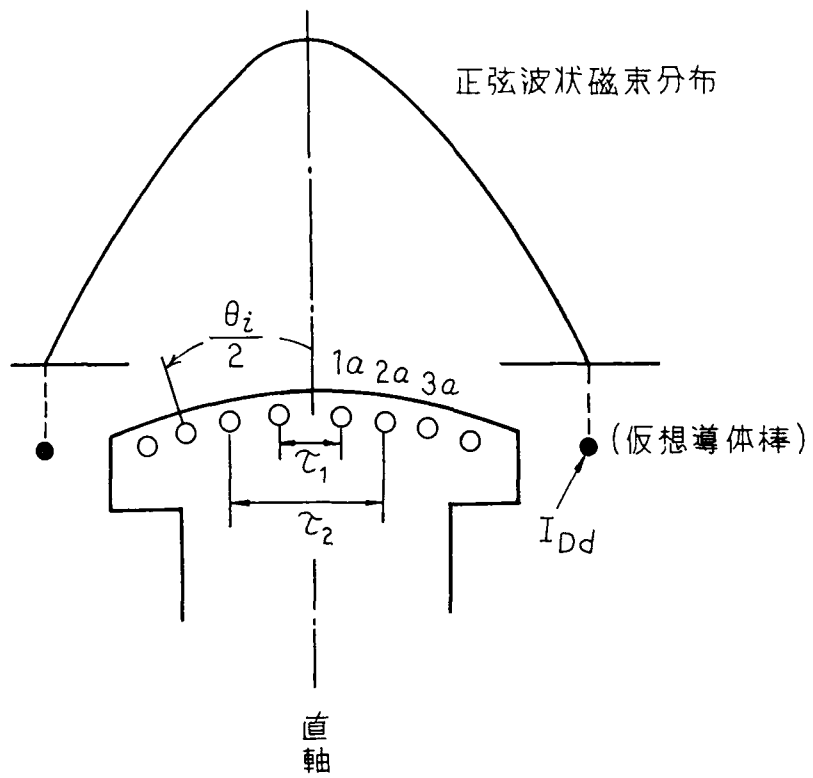


図 3. 1 磁極頭の始動巻線導体

(1) 1極当りの導体棒数が偶数の場合

図3.2は、1極当たりの導体棒数が偶数の場合の直軸電流分布である。

全始動巻線に吸収される皮相電力 $P_{Dd} + jQ_{Dd}$ は、図3.2を参照して次のように表される。

$$\begin{aligned}
 P_{Dd} + jQ_{Dd} = & \frac{1}{2} [2PZ_b I_{Dd}^2 * \\
 & * \{ \sin^2(\alpha/2) + \sin^2(3\alpha/2) + \dots + \sin^2((n_b-1)\alpha/2) \} \\
 & + 2PZ_e I_{Dd}^2 * \\
 & * \{ \sin(\alpha/2) + \sin(3\alpha/2) + \dots + \sin((n_b-1)\alpha/2) \}^2 \\
 & + 4PZ_e I_{Dd}^2 * \\
 & * \{ \sin(3\alpha/2) + \dots + \sin((n_b-1)\alpha/2) \}^2 \\
 & + \dots \\
 & + 4PZ_e I_{Dd}^2 \{ \sin((n_b-1)\alpha/2) \}^2] \quad (3.2)
 \end{aligned}$$

ただし、

Z_b : 始動巻線導体棒1本のインピーダンス

Z_e : 隣接する導体棒間の端絡環のインピーダンス

P : 極数

α : 隣接する導体棒間の電気角

n_b : 1極の始動巻線導体棒数

式(3.2)は、極半分の各導体棒を流れる電流から全皮相電力を求めている。また、極半分の導体棒数を k とすれば、これは $n_b = 2k$ の関係を満足する正整数である。

一方、この始動巻線電流によるギャップでの起磁力の基本波の最大値 M_{Dd} は、

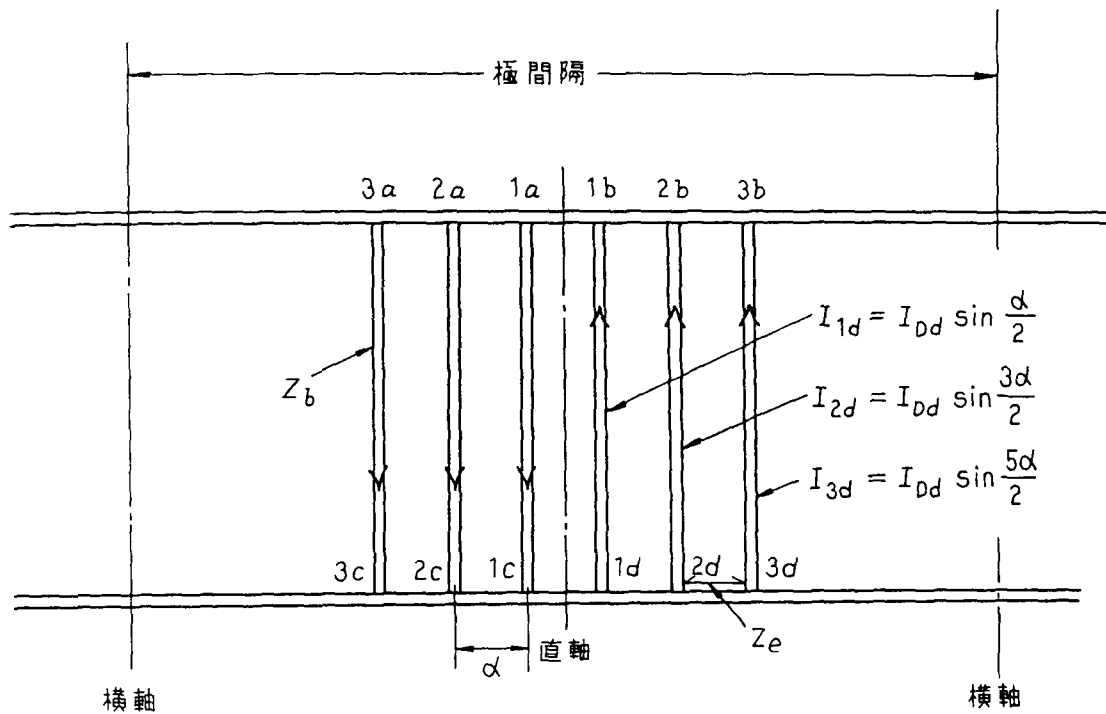


図3. 2 直軸電流分布（偶数の場合）

$$M_{Dd} = \frac{4}{\pi} \left\{ I_{1d} \sin \frac{\alpha}{2} + I_{2d} \sin \frac{3\alpha}{2} + \dots + I_{Nd} \sin \frac{(n_b-1)\alpha}{2} \right\}$$

$$= \frac{1}{\pi} I_{Dd} n_b (1 - k_b) \quad (3.3)$$

$$k_b = \sin(n_b \alpha) / (n_b \sin \alpha) \quad (3.4)$$

となる。

また、電機子巻線 1 相に電流 I_a (最大値) が流れた場合のギャップでの起磁力の基本波の最大値 M_a は次式より求められる。

$$M_a = \frac{4(Nk_w) I_a}{\pi P} \quad (3.5)$$

ここで、 Nk_w : 電機子巻線 1 相の直列巻回数

k_w : 電機子巻線の基本波における巻線係数

さて、電機子巻線と始動巻線を変圧器の 1 次と 2 次巻線にたとえれば、 M_{Dd} は 2 次 (負荷) 電流の起磁力があつて、これは 1 次 (電源) 電流によって完全に打ち消されるべき性質のものである。

したがって、 $M_{Dd} = M_a$ が成り立ち、式 (3.3) と式 (3.5) より

$$\frac{I_{Dd}}{I_a} = \frac{4(Nk_w)}{P n_b (1 - k_b)} \quad (3.6)$$

の関係が得られる。

式 (3.6) を式 (3.2) に代入すれば、

$$P_{Dd} + j Q_{Dd} = Z_{Dd}' (I_a / \sqrt{2})^2 \quad (3.7)$$

となる。 Z_{Dd}' は、電機子巻線 1 相に換算した始動巻線直軸インピーダンスであり、 m 相巻線の場合の始動巻線直軸インピーダンスは、 Z_{Dd}' の $m/2$ 倍となり、

$$Z_{Dd} = (m/2) Z_{Dd}'$$

$$= \frac{4m(Nk_w)^2}{P n_b (1 - k_b)} \left[Z_b + \frac{2Z_e}{n_b (1 - k_b) (\sin(\alpha/2))^2} \left\{ \frac{n_b}{4} + \right. \right.$$

$$\frac{1}{2} \cos((k-1)\alpha) \sin(k\alpha) / \sin\alpha - 2 \cos(k\alpha) \cos \frac{k-1}{2} \alpha * \left. \begin{aligned} & * \left(\sin \frac{k\alpha}{2} \right) / \sin \frac{\alpha}{2} + k (\cos(k\alpha))^2 - 2 \left(\sin \frac{k\alpha}{2} \right)^4 \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

となる。

(2) 1極当りの導体棒数が奇数の場合

図3.3は、1極当たりの導体棒数が奇数の場合の直軸電流分布である。

直軸の中心にある導体棒には電流が流れない。3.2.1項の(1)と同様に考えて全始動巻線に吸収される皮相電力 $P_{Dd} + jQ_{Dd}$ は、次のように表される。

$$\begin{aligned} P_{Dd} + jQ_{Dd} = & \frac{1}{2} [2PZ_b I_{Dd}^2 * \\ & * \{ \sin^2\alpha + \sin^2 2\alpha + \sin^2 3\alpha + \dots + \sin^2((n_b-1)\alpha/2) \} \\ & + 4PZ_e I_{Dd}^2 * \\ & * \{ \sin\alpha + \sin 2\alpha + \sin 3\alpha + \dots + \sin((n_b-1)\alpha/2) \}^2 \\ & + 4PZ_e I_{Dd}^2 * \\ & * \{ \sin 2\alpha + \sin 3\alpha + \dots + \sin((n_b-1)\alpha/2) \}^2 \\ & + \dots \\ & + 4PZ_e I_{Dd}^2 \{ \sin((n_b-1)\alpha/2) \}^2] \quad (3.9) \end{aligned}$$

k は、 $n_b = 2k + 1$ の関係を満足する正整数である。

一方、この始動巻線電流によるギャップでの起磁力の基本波の最大値 M_{Dd} は、

$$\begin{aligned} M_{Dd} &= \frac{4}{\pi} \left\{ I_{1d} \sin\alpha + I_{2d} \sin 2\alpha + \dots + I_{Nd} \sin \frac{n_b-1}{2} \alpha \right\} \\ &= \frac{1}{\pi} I_{Dd} n_b (1 - k_b) \quad (3.10) \end{aligned}$$

$$k_b = \sin(n_b \alpha) / (n_b \sin \alpha) \quad (3.11)$$

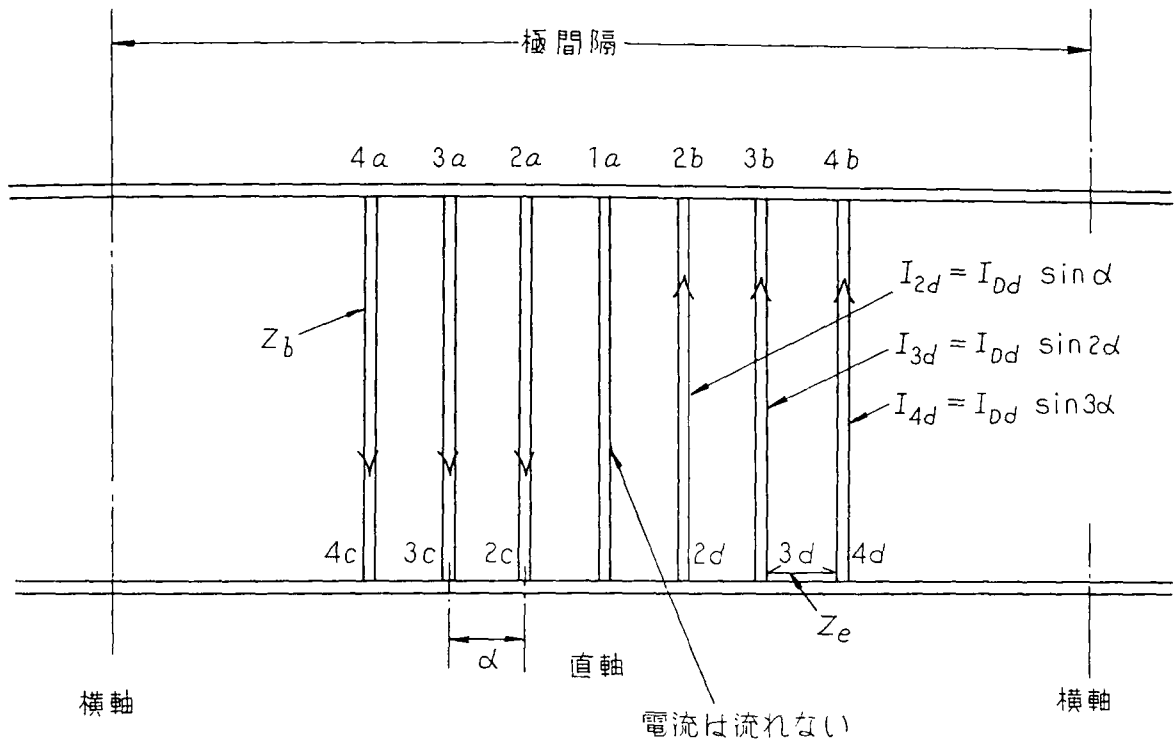


図 3. 3 直軸電流分布 (奇数の場合)

となる。式(3.5)と式(3.10)より、始動巻線電流によるギャップでの起磁力の基本波(最大値)と電機子巻線1相に電流 I_a (最大値)が流れた場合のギャップでの起磁力の基本波(最大値)との関係は、

$$\frac{I_{Dd}}{I_a} = \frac{4(Nk_w)}{Pn_b(1-k_b)} \quad (3.12)$$

となる。

m 相時において電機子巻線1相に換算した始動巻線直軸インピーダンス Z_{Dd} は、3.2.1項(1)と同様に考えて式(3.9)、(3.12)より、

$$\begin{aligned} Z_{Dd} &= (m/2) Z_{Dd}' \\ &= \frac{4m(Nk_w)^2}{Pn_b(1-k_b)} \left[Z_b + \frac{2Z_e}{n_b(1-k_b)(\sin(\alpha/2))^2} \left\{ \frac{n_b-1}{4} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \frac{\sin 2k\alpha}{4\sin\alpha} - \frac{\sin k\alpha}{\sin\alpha/2} \cos \frac{n_b\alpha}{2} + k(\cos(n_b\alpha/2))^2 \right\} \right] \quad (3.13) \end{aligned}$$

となる。

3.2.2 始動巻線横軸等価インピーダンス

3.2.1項と同様に、空間的に正弦波状に分布する磁束が図3.4の磁極間中心軸に加えられ時間的に交番し、始動巻線と鎖交するものとする。

横軸に対して対称の位置にある各2本の始動巻線の導体棒に誘導する電流は、大きさが等しく逆向きである。横軸から $1/2$ の極間隔のところに導体棒が存在することを仮定すれば、最大電流は、その2つの導体棒に生ずる。

直軸から電気角で $\theta_i/2$ の位置にある2本の第 i 番目導体棒における電流 I_{iq} (最大値)は、この最大導体棒電流 I_{Dq} (最大値)の $\cos \theta_i/2$ 倍であると考えられる。即ち、

$$I_{iq} = I_{Dq} \cos(\theta_i/2) \quad (3.14)$$

で表し、3.2.1項と同様に端絡環の存在によっても正弦波状分布がくずれず、

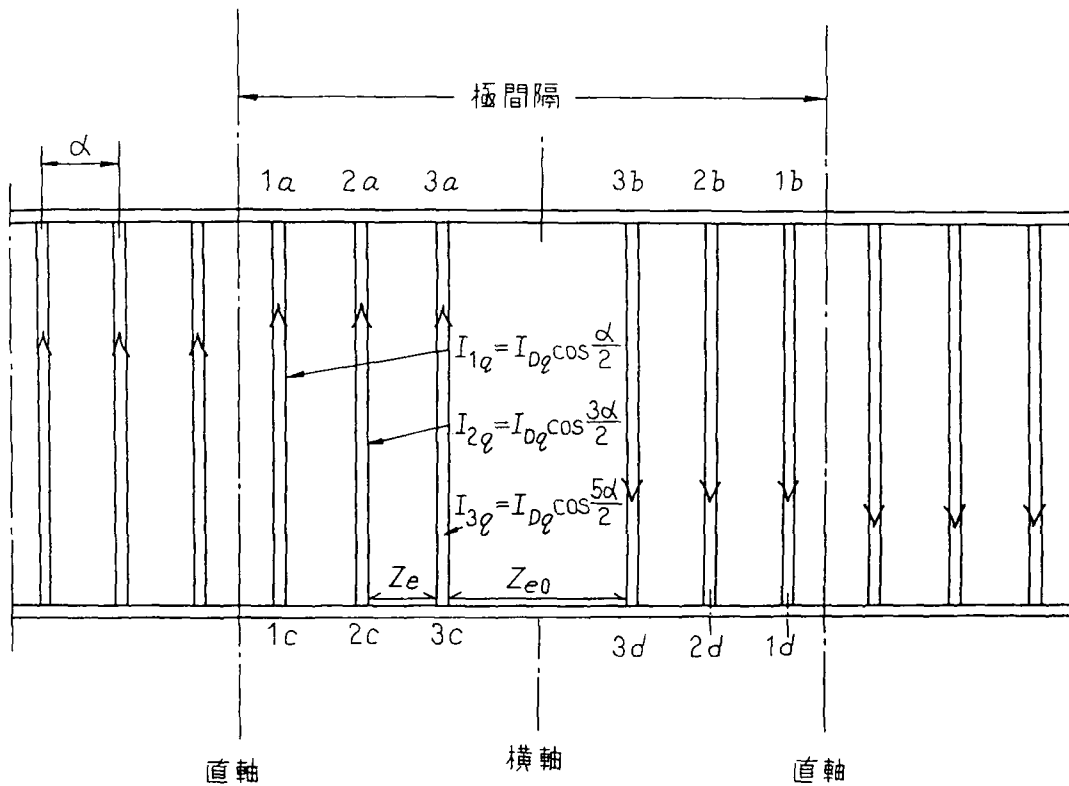


図 3. 4 横軸電流分布 (偶数の場合)

の関係が得られる。

式(3.15)及び式(3.18)より、 m 相時において電機子巻線1相に換算した始動巻線横軸等価インピーダンス Z_{Dq} を求めると、

$$Z_{Dq} = \frac{4m(Nk_w)^2}{Pn_b(1+k_b)} \left[Z_b + \frac{1}{n_b(1+k_b)(\sin(\alpha/2))^2} \left\{ Z_{e0} \left(\sin \frac{n_b \alpha}{2} \right)^2 + Z_e \left(\frac{n_b-1}{2} - \frac{\sin((n_b-1)\alpha)}{2\sin\alpha} \right) \right\} \right] \quad (3.19)$$

となる。

(2) 1極当りの導体棒数が奇数の場合

図3.5は、1極当たりの導体棒数が奇数の場合の横軸電流分布である。

磁極中央の導体については断面の半分づつが、それぞれ隣合った横軸回路に寄与するとしてインピーダンス Z_b を2倍にして取り扱い、3.2.2項の(1)と同様に考えて全始動巻線に吸収される皮相電力 $P_{Dq} + jQ_{Dq}$ を求めると次のように表される。

$$P_{Dq} + jQ_{Dq} = \frac{1}{2} [2PZ_b I_{Dq}^2 * \\ * \left\{ \frac{\cos 0}{2} + \cos^2 \alpha + \cos^2 2\alpha + \dots + \cos^2 \left((n_b-1)\alpha/2 \right) \right\} \\ + 4PZ_e I_{Dq}^2 \left((\cos 0)/2 \right)^2 \\ + 4PZ_e I_{Dq}^2 \left\{ (\cos 0)/2 + \cos \alpha \right\}^2 \\ + \dots \\ + 2PZ_{e0} I_{Dq}^2 \left\{ \frac{\cos 0}{2} + \cos \alpha + \cos 2\alpha + \dots + \cos \frac{n_b-1}{2} \alpha \right\}] \quad (3.20)$$

3.2.1項の(1)と同様、 k は、 $n_b = 2k+1$ を満たす正整数である。

一方、この始動巻線電流によるギャップでの起磁力の基本波の最大値 M_{Dq} は、

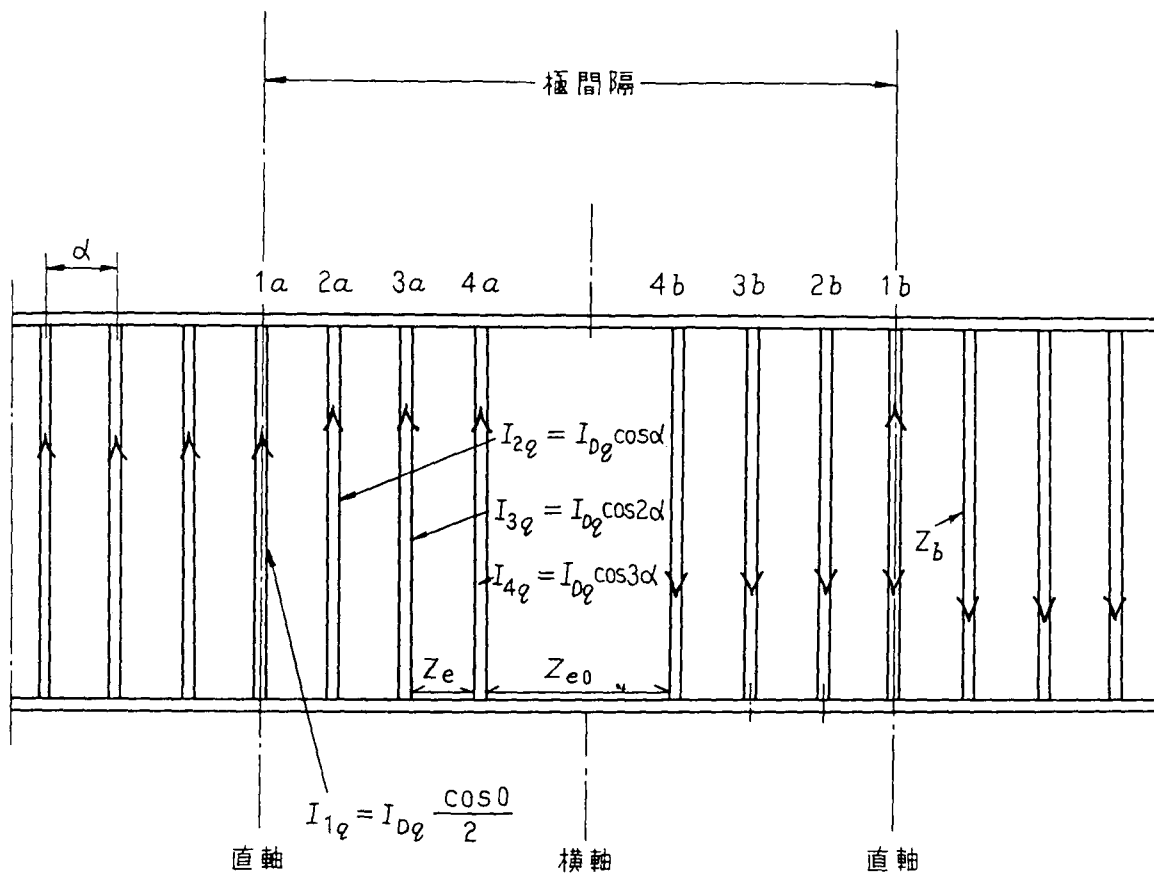


図 3. 5 横軸電流分布 (奇数の場合)

$$M_{Dq} = \frac{4}{\pi} \left\{ I_{1q} \frac{\cos 0}{2} + I_{2q} \cos \alpha + I_{3q} \cos 2\alpha + \dots + I_{Nq} \cos \frac{n_b - 1}{2} \alpha \right\}$$

$$= \frac{1}{\pi} I_{Dq} n_b (1 + k_b) \quad (3.21)$$

$$k_b = \sin(n_b \alpha) / (n_b \sin \alpha) \quad (3.22)$$

となる。式(3.5)及び式(3.21)より、始動巻線電流によるギャップでの起磁力の基本波(最大値)と電機子巻線1相に電流 I_a (最大値)が流れた場合のギャップでの起磁力の基本波(最大値)との関係は、

$$\frac{I_{Dq}}{I_a} = \frac{4(Nk_w)}{P n_b (1 + k_b)} \quad (3.23)$$

となる。

m 相時において電機子巻線1相に換算した始動巻線直軸インピーダンス Z_{Dq} は、式(3.20)、(3.23)より、

$$Z_{Dq} = \frac{4m(Nk_w)^2}{P n_b (1 + k_b)} \left[Z_b + \frac{1}{n_b (1 + k_b) (\sin(\alpha/2))^2} \left\{ Z_{e0} (\sin \frac{n_b}{2} \alpha)^2 + Z_e \left(k - \frac{\sin(2k\alpha)}{2 \sin \alpha} \right) \right\} \right] \quad (3.24)$$

となる。

3.2.3 導体棒が一様に分布している場合の

始動巻線等価インピーダンス

導体棒が一様に分布している場合は、 $\alpha = \pi/n_b$ を式(3.8)、(3.13)、(3.19)及び(3.24)に示す始動巻線等価インピーダンスの換算式に代入することにより求められる。ただし、 $Z_e = Z_{e0}$ とする。

$$Z_{Dq} = Z_{Dq} = \frac{4m(Nk_w)^2}{P n_b} \left\{ Z_b + \frac{2Z_e}{(2 \sin(\alpha/2))^2} \right\} \quad (3.25)$$

これは、誘導機の換算式と同一になる⁽⁷⁵⁾。

3. 3 導体棒対回路の電圧方程式による方法（第Ⅱ法）

3. 3. 1 始動巻線直軸等価インピーダンス

1極当たりの正弦波磁束 ϕ が角周波数 ω で交番し、図3. 6の極間隔 τ にある2本の導体棒と端絡環で構成される回路（仮想）と交番する場合、この回路に誘導する起電力 E （最大値）は、次式で表される。

$$E = \omega \phi \quad (3.26)$$

(1) 1極当たりの導体棒数が偶数の場合

図3. 6は、1極当たりの導体棒数が偶数の場合の直軸電流分布である。

各導体棒に流れる電流を I_k 、始動巻線導体棒1本のインピーダンスを Z_b 、隣接する導体棒間の端絡環のインピーダンスを Z_e とおき、各回路（例えば図3. 6での閉回路 $1_a-1_b-1_d-1_c-1_a$ ）の電圧方程式を求めと、

$1_a-1_b-1_d-1_c-1_a$ の回路では、

$$I_1 (2Z_b + 2Z_e) + I_2 (2Z_e) + I_3 (2Z_e) + \dots + I_k (2Z_e) = E \sin \frac{\alpha}{2} \quad (3.27)$$

$2_a-2_b-2_d-2_c-2_a$ の回路では、

$$I_1 (2Z_e) + I_2 (2Z_b + 6Z_e) + I_3 (6Z_e) + \dots + I_k (6Z_e) = E \sin \frac{3\alpha}{2} \quad (3.28)$$

$3_a-3_b-3_d-3_c-3_a$ の回路では、

$$I_1 (2Z_e) + I_2 (6Z_e) + I_3 (2Z_b + 10Z_e) + \dots + I_k (10Z_e) = E \sin \frac{5\alpha}{2} \quad (3.29)$$

$l_a-l_b-l_d-l_c-l_a$ の回路では、

$$I_1 (2Z_e) + I_2 (6Z_e) + \dots + I_k (2Z_b + 2(2k-1)Z_e) = E \sin \frac{(2k-1)\alpha}{2} \quad (3.30)$$

となる。

これらを一般式として表現すると、

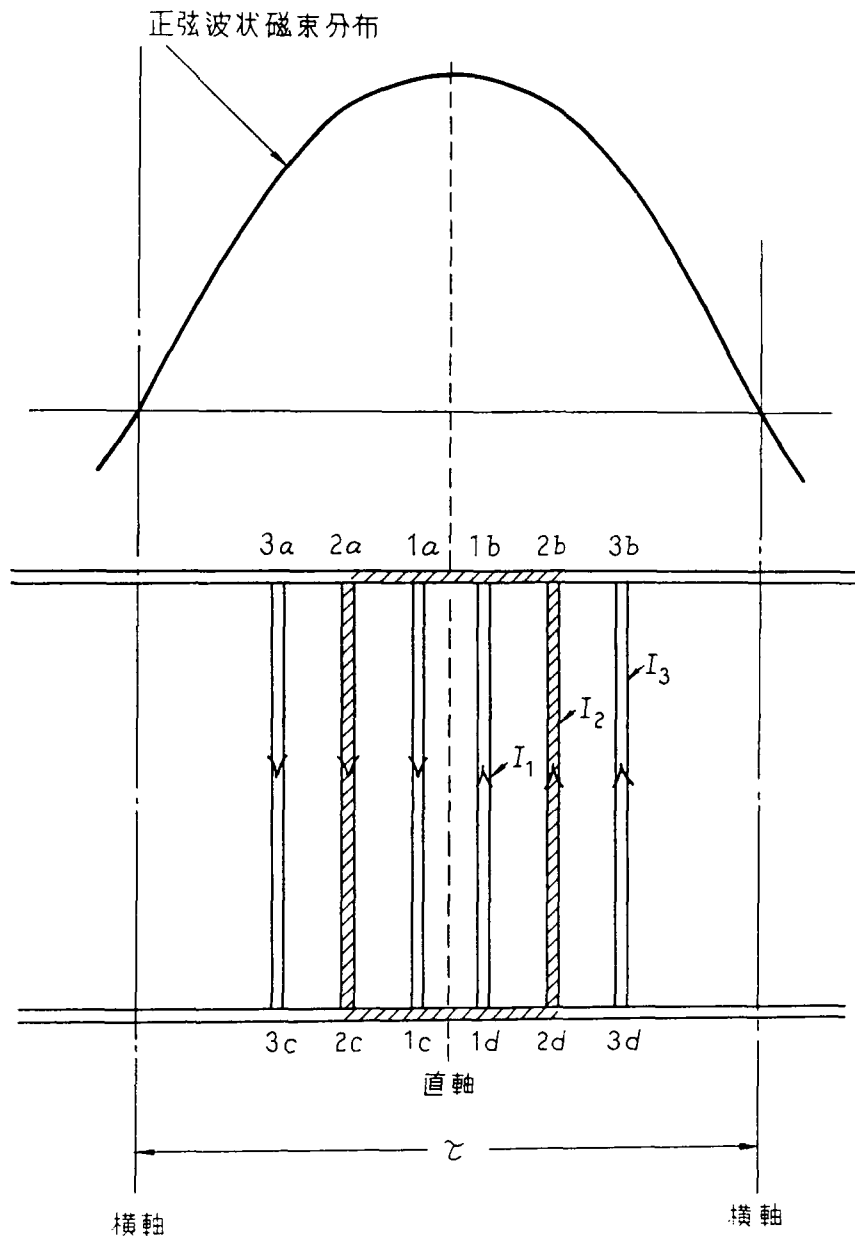


図 3. 6 直軸電流分布 (偶数の場合)

$$\sum_{i=1}^h \{2Z_e (2i-1) + 2Z_b \delta_{hi}\} I_i + \sum_{i=h+1}^k 2Z_e (2h-1) I_i = E \sin \frac{(2h-1) \alpha}{2} \quad (3.31)$$

ただし、 $h=1 \sim k$ であり、 k は $n_b=2k$ の関係を満たす正整数

$$\delta_{hi} = \begin{cases} 1 & (h=i) \\ 0 & (h \neq i) \end{cases}$$

となる。

式 (3.31) において E を基準 (実数部のみ) にとれば、導体棒電流 I_i (最大値) は、一般に複素数である。式 (3.31) は、各導体棒対について成立するから導体棒電流は、一般に h を 1 から k まで変えた k 個の複素連立一次方程式を解くことによって決定される。なお、この連立方程式は、式 (3.27) ~ (3.30) から推測されるが、その係数が対角要素に対して対称になり、電子計算機による係数設定が容易となる。

ギャップでの起磁力基本波の最大値 M_{Dd} は、式 (3.31) より求まる各導体棒電流 I_i ($i=1 \sim k$) を、式 (3.32) に代入することより求められる。

$$M_{Dd} = \frac{4}{\pi} \sum_{i=1}^k I_i \sin \frac{(2i-1) \alpha}{2} \quad (3.32)$$

式 (3.32) の M_{Dd} は、3.2.1 項と同じ理由で式 (3.5) で与えられる M_a と平衡すべきものであり ($M_{Dd}=M_a$)、これより

$$I_a = \frac{P}{Nk_w} \sum_{i=1}^k I_i \sin \frac{(2i-1) \alpha}{2} \quad (3.33)$$

の関係が得られる。

ところで、磁束 ϕ を生ずる 1 相の電圧を E_i (最大値) とすれば、

$$E_i = \omega (Nk_w) \phi \quad (3.34)$$

の関係がある。

したがって、1 相の巻数によって磁束 ϕ がつくられ、これが交番する場合、始

動巻線を電機子側に換算したインピーダンス $Z_{Dd'}$ は、

$$Z_{Dd'} = E_t / I_a \quad (3.35)$$

となる。 m 相時の始動巻線直軸等価インピーダンス Z_{Dd} は、式 (3.35) で求められる 1 相当りのインピーダンスの $m/2$ 倍で求められるので、

$$\begin{aligned} Z_{Dd} &= (m/2) Z_{Dd'} \\ &= \frac{mE_t}{2 \left\{ \frac{P}{Nk_w} \sum_{i=1}^k I_i \sin \frac{(2i-1)\alpha}{2} \right\}} \end{aligned} \quad (3.36)$$

となる。

(2) 1 極当たりの導体棒数が奇数の場合

図 3.7 は、1 極当たりの導体棒数が奇数の場合の直軸電流分布である。

各回路の電圧方程式は、

1_a-1_b の導体棒には電流が流れないので回路を構成しない。

$2_a-2_b-2_d-2_c-2_a$ の回路では、

$$I_2 (2Z_b + 4Z_e) + I_3 (4Z_e) + I_4 (4Z_e) + \dots + I_{k+1} (4Z_e) = E \sin \alpha \quad (3.37)$$

$3_a-3_b-3_d-3_c-3_a$ の回路では、

$$I_2 (4Z_e) + I_3 (2Z_b + 8Z_e) + I_4 (8Z_e) + \dots + I_{k+1} (8Z_e) = E \sin 2\alpha \quad (3.38)$$

$4_a-4_b-4_d-4_c-4_a$ の回路では、

$$I_2 (4Z_e) + I_3 (8Z_e) + I_4 (2Z_b + 12Z_e) + \dots + I_{k+1} (12Z_e) = E \sin 3\alpha \quad (3.39)$$

$l_a-l_b-l_d-l_c-l_a$ の回路では、

$$I_2 (4Z_e) + I_3 (8Z_e) + \dots + I_{k+1} (2Z_b + 4kZ_e) = E \sin k\alpha \quad (3.40)$$

となる。

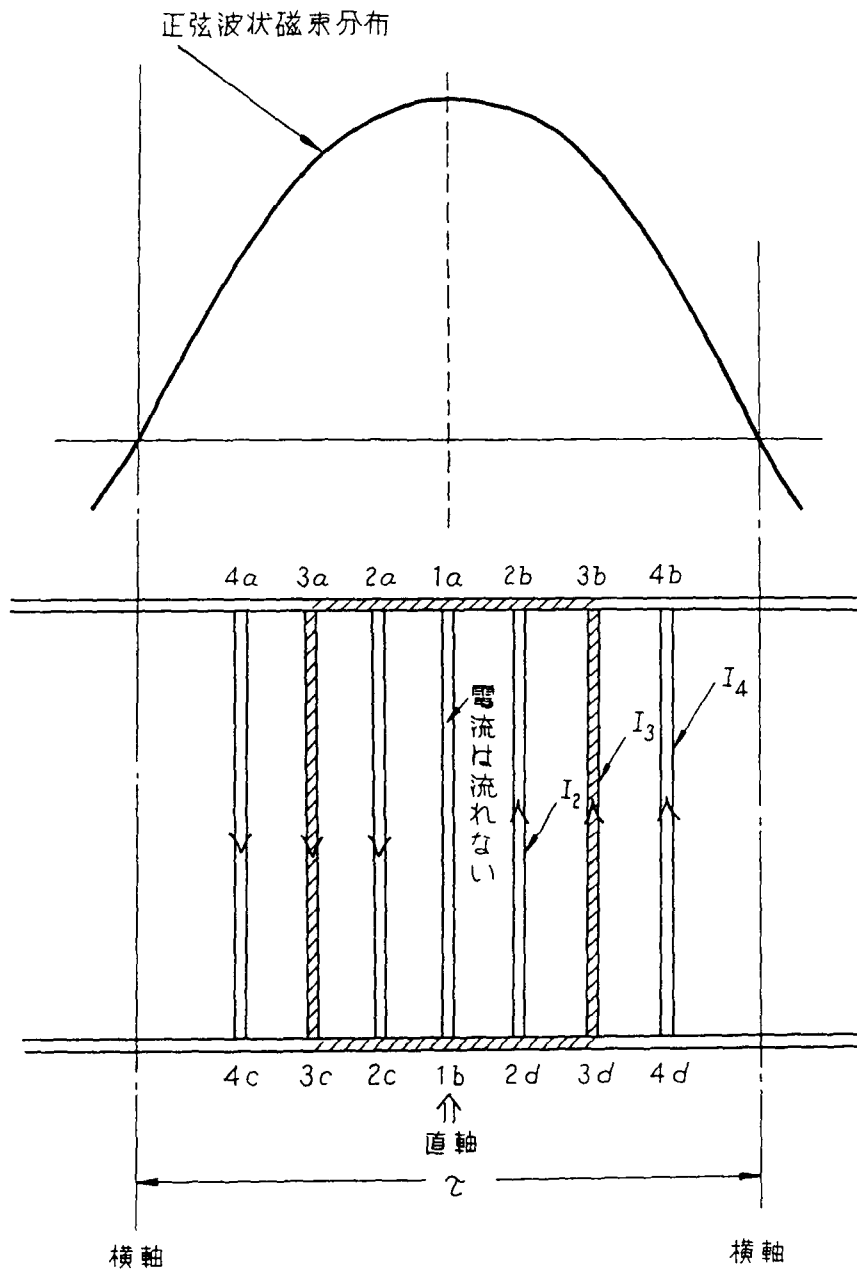


図 3. 7 直軸電流分布 (奇数の場合)

これらを一般式として表現すると、

$$\sum_{i=2}^h \{4Z_e (i-1) + 2Z_b \delta_{hi}\} I_i + \sum_{i=h+1}^{k+1} 4Z_e (h-1) I_i = E \sin (h-1) \alpha \quad (3.41)$$

ただし、 $h=2 \sim (k+1)$ であり、 k は $n_b=2k+1$ の関係を満たす正整数

$$\delta_{hi} = \begin{cases} 1 & (h=i) \\ 0 & (h \neq i) \end{cases}$$

となる。

式 (3.41) において、3.3.1項の (1) と同様に k 個の複素連立1次方程式を解くことにより求められる各電流を用いて始動巻線によるギャップでの起磁力 M_{Dd} 及び電機子巻線1相に流れる電流による起磁力 M_a の基本波の最大値を求める。

$M_{Dd}=M_a$ より、 m 相時における始動巻線直軸等価インピーダンス Z_{Dd} を求めると、

$$Z_{Dd} = \frac{mE_t}{2 \left\{ \frac{P}{Nk_w} \sum_{i=2}^{k+1} I_i \sin (2i-1) \right\}} \quad (3.42)$$

となる

3.3.2 始動巻線横軸等価インピーダンス

1極当たりの正弦波磁束 ϕ が角周波数 ω で交番し、図3.8の極頭間 τ にある2本の導体棒と端絡環で構成される回路 (仮想) と交番する場合、この回路に誘導する起電力 E (最大値) は、3.3.1項と同様に式 (3.26) で表される。

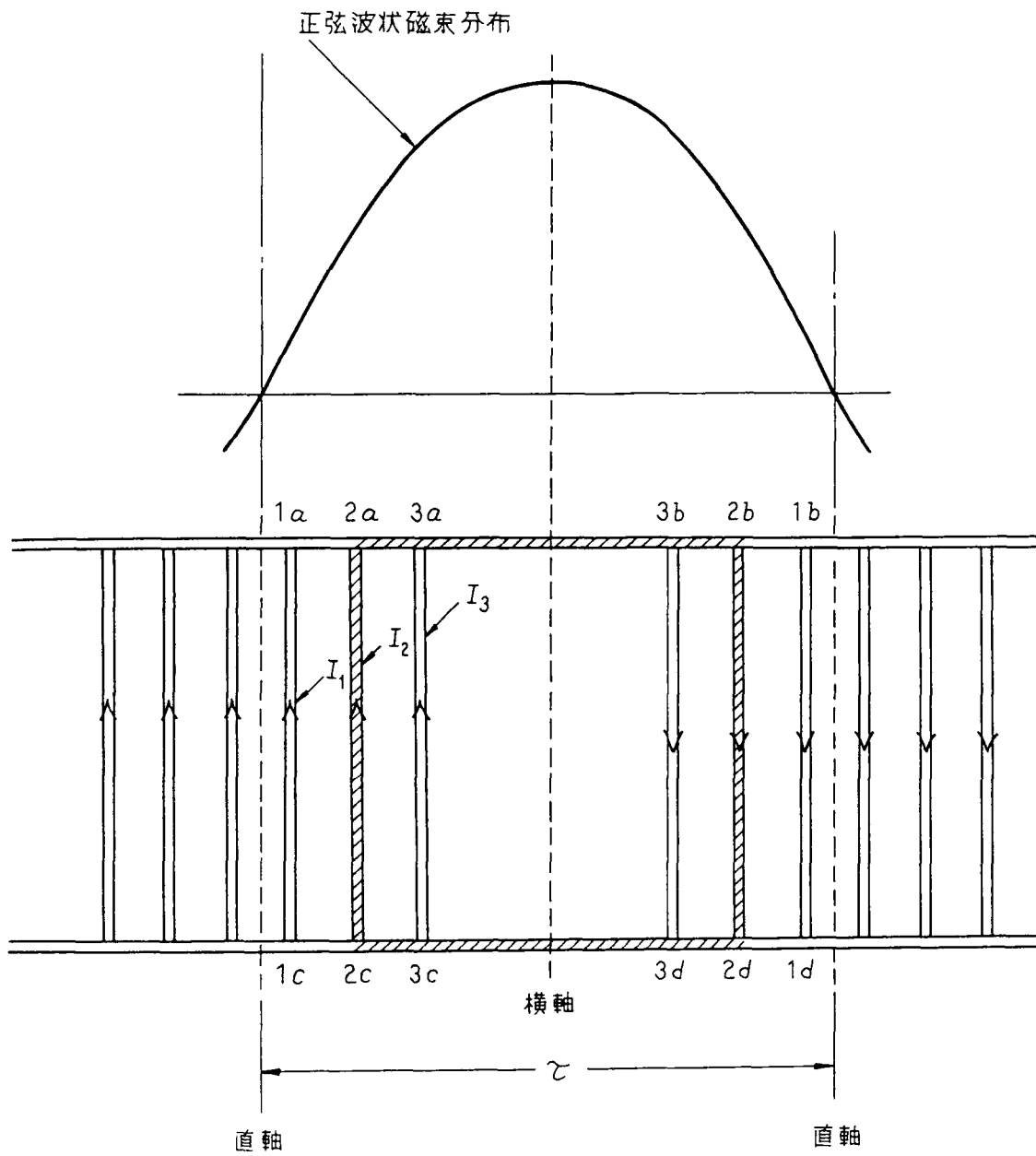


図 3. 8 横軸電流分布 (偶数の場合)

(1) 1極当たりの導体棒数が偶数の場合

図3.8は、1極当たりの導体棒数が偶数の場合の横軸電流分布である。

各導体棒に流れる電流を I_k 、極間の端絡環のインピーダンスを Z_{eo} とおき、

3.3.1項と同様に各回路の電圧方程式を表すと、

$1_a-1_b-1_d-1_c-1_a$ の回路では、

$$I_1 (2Z_b + 2Z_{eo} + 4(k-1)Z_e) + I_2 (2Z_{eo} + 4(k-2)Z_e) + * \\ * I_3 (2Z_{eo} + 4(k-3)Z_e) + \dots + I_k (2Z_{eo}) = E \cos \frac{\alpha}{2} \quad (3.43)$$

$2_a-2_b-2_d-2_c-2_a$ の回路では、

$$I_1 (2Z_{eo} + 4(k-2)Z_e) + I_2 (2Z_b + 2Z_{eo} + 4(k-2)Z_e) + * \\ * I_3 (2Z_{eo} + 4(k-3)Z_e) + \dots + I_k (2Z_{eo}) = E \cos \frac{3\alpha}{2} \quad (3.44)$$

$3_a-3_b-3_d-3_c-3_a$ の回路では、

$$I_1 (2Z_{eo} + 4(k-3)Z_e) + I_2 (2Z_{eo} + 4(k-3)Z_e) + * \\ * I_3 (2Z_b + 2Z_{eo} + 4(k-3)Z_e) + \dots + I_k (2Z_{eo}) = E \cos \frac{5\alpha}{2} \quad (3.45)$$

$l_a-l_b-l_d-l_c-l_a$ の回路では、

$$I_1 (2Z_{eo}) + I_2 (2Z_{eo}) + \dots + I_k (2Z_{eo} + 2Z_b) = E \cos \frac{(2k-1)\alpha}{2} \quad (3.46)$$

となる。

これらをの一般式として表現すると、

$$\sum_{i=1}^h \{4Z_e (k-h) + 2Z_{eo} + 2Z_b \delta_{hi}\} I_i + \sum_{i=h+1}^k \{2Z_{eo} + 4Z_e (k-i)\} I_i \quad * \\ * = E \cos \frac{(2h-1)\alpha}{2} \quad (3.47)$$

ただし、 $h=1 \sim k$ であり、 k は $n_b=2k$ の関係を満たす正整数

$$\delta_{hi} = \begin{cases} 1 & (h=i) \\ 0 & (h \neq i) \end{cases}$$

となる。

式(3.47)において3.3.1項と同様に E を基準(実数部のみ)にとれば、導体棒電流 I_i (最大値)は、一般に複素数である。各導体棒電流は、 h を1から k まで変えた k 個の複素連立一次方程式を解くことによって決定される。

ギャップでの起磁力基本波の最大値 M_{Dq} は、式(3.47)より求められる各導体棒電流 I_i ($i=1\sim k$)を次式に代入することにより求められる。

$$M_{Dq} = \frac{4}{\pi} \sum_{i=1}^k I_i \cos \frac{(2i-1)\alpha}{2} \quad (3.48)$$

この M_{Dq} は、3.2節と同じ理由で式(3.5)で与えられる M_a と平衡すべきものであり($M_{Dq}=M_a$)、これより m 相時の始動巻線横軸等価インピーダンス Z_{Dq} は、

$$Z_{Dq} = \frac{mE_t}{2 \left\{ \frac{P}{Nk_w} \sum_{i=1}^k I_i \cos \frac{(2i-1)\alpha}{2} \right\}} \quad (3.49)$$

となる。

(2) 1極当たりの導体棒数が奇数の場合

図3.9は、1極当たりの導体棒数が奇数の場合の横軸電流分布である。

各回路の電圧方程式は、3.2節及び3.3.2項の(1)と同様に考えて、 $1_a-1_b-1_d-1_c-1_a$ の回路では、

$$I_1 (4Z_b + 2Z_{e0} + 4kZ_e) + I_2 (2Z_{e0} + 4(k-1)Z_e) + I_3 (2Z_{e0} + * \\ *4(k-2)Z_e) + \dots + I_k (2Z_{e0} + 4Z_e) + I_{k+1} (2Z_{e0}) = E \cos 0 \quad (3.50)$$

$2_a-2_b-2_d-2_c-2_a$ の回路では、

$$I_1 (2Z_{e0} + 4(k-1)Z_e) + I_2 (2Z_b + 2Z_{e0} + 4(k-1)Z_e) + I_3 (2Z_{e0} + * \\ *4(k-2)Z_e) + \dots + I_k (2Z_{e0} + 4Z_e) + I_{k+1} (2Z_{e0}) = E \cos \alpha \quad (3.51)$$

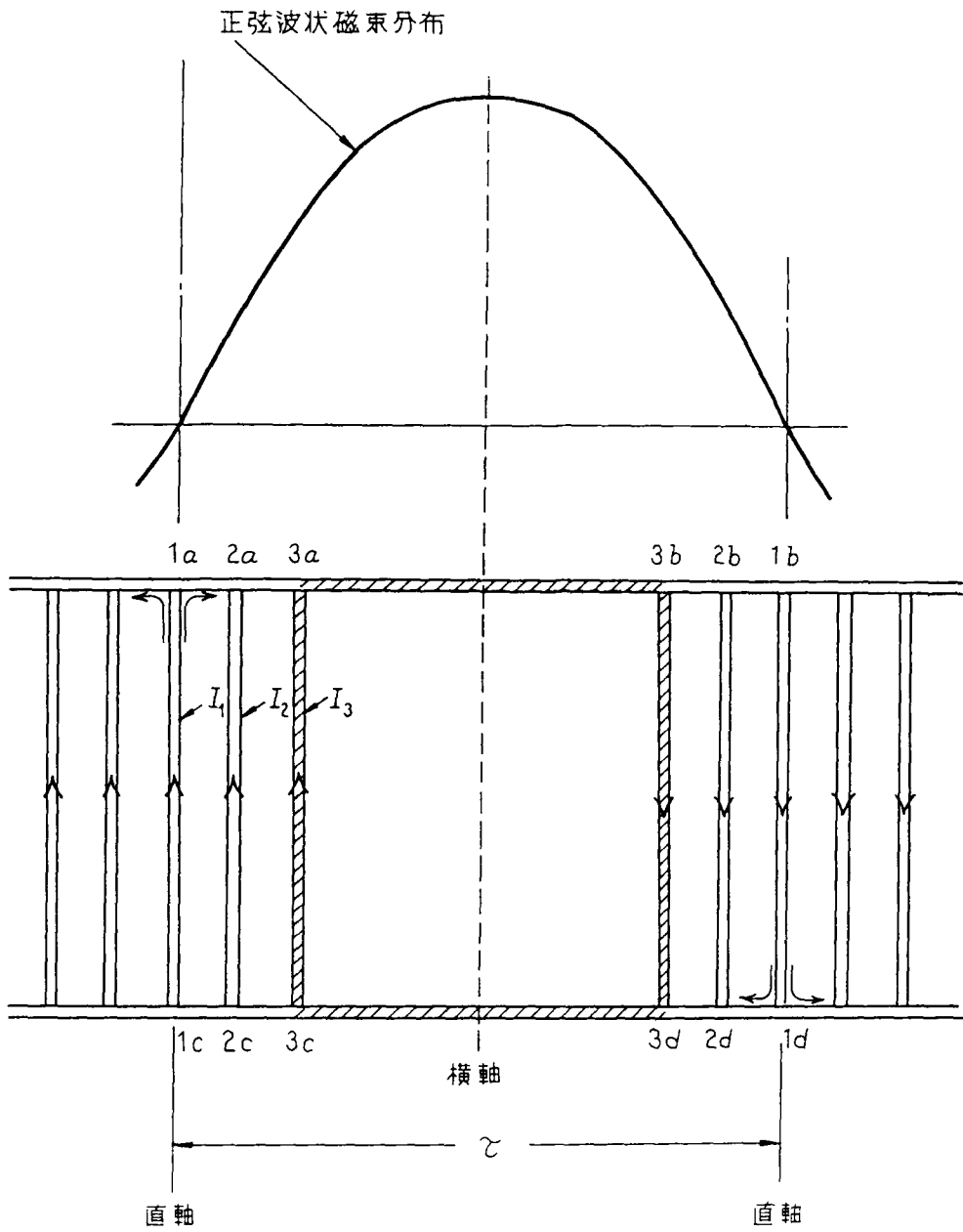


図 3. 9 横軸電流分布 (奇数の場合)

$3_a-3_b-3_d-3_c-3_a$ の回路では、

$$I_1 (2Z_{e0}+4(k-2)Z_e) + I_2 (2Z_{e0}+4(k-2)Z_e) + I_3 (2Z_b+2Z_{e0}+ * \\ *4(k-2)Z_e) + \dots + I_k (2Z_{e0}+4Z_e) + I_{k+1} (2Z_{e0}) = E \cos 2\alpha \quad (3.52)$$

$l_a-l_b-l_d-l_c-l_a$ の回路では、

$$I_1 (2Z_{e0}) + \dots + I_k (2Z_{e0}) + I_{k+1} (2Z_{e0}+2Z_b) = E \cos k\alpha \quad (3.53)$$

となる。

これらを一般式として表現すると、

$$\sum_{i=1}^h \{4Z_e(k-h+1) + 2Z_{e0} + 2Z_b\delta_{hi}\} I_i + \sum_{i=h+1}^{k+1} \{2Z_{e0} + 4Z_e(k-i+1)\} I_i \quad * \\ * = E \cos (h-1)\alpha \quad (3.54)$$

ただし、 $h=1 \sim (k+1)$ であり、 k は $n_b=2k+1$ の関係を満たす正整数

$$h=i=1 \text{ のとき } \delta_{hi}=2, \quad h>1, \quad i>1 \text{ のとき } \delta_{hi} = \begin{cases} 1 & (h=i) \\ 0 & (h \neq i) \end{cases}$$

となる。

3.3.1項、3.3.2項の(1)と同様に考えると、 m 相時の始動巻線横軸等価インピーダンス Z_{Dq} は、

$$Z_{Dq} = \frac{mE_t}{2 \left\{ \frac{P}{Nk_w} \sum_{i=1}^{k+1} I_i \cos((k-1)\alpha) \right\}} \quad (3.55)$$

となる。

3.3.3 各導体棒電流の合成

IEC Pub.34-10 では⁽²⁰⁾、図2.3に示すように横軸は、直軸より回転方向に対して $\pi/2$ だけ遅れ側に設定される。回転子が静止している場合、回転磁界は回転子に対して反時計回りに鎖交するから直軸磁束と横軸磁束の関係は、後者が $\pi/2$ だけ位相が進んでいることになる。

したがって、各導体棒電流 I_{bi} （合成電流）は、式（3.26）の基準電圧に対して求めた各横軸導体棒電流の位相を $\pi/2$ だけ進めて（複素数表示では j を乗ずる） I_{iq} とし、直軸導体棒電流を I_{id} とすれば、図3.10より磁極中央に対して進行方向側の半分の導体棒については、

$$I_{bi} = I_{id} - I_{iq} \quad (3.56)$$

で求められる。

図3.10より進行方向より遅れ側の半分の導体棒については、

$$I_{bi} = I_{id} + I_{iq} \quad (3.57)$$

で求められる。

3.4 始動巻線等価インピーダンス及び導体棒電流の計算例とその評価

計算例として表3.1に示す同期電動機（2238KW-4000V-333A-60Hz-28P）を取り上げ、始動巻線等価インピーダンス及び各導体棒電流を計算する。

3.4.1 始動巻線の各抵抗及びリアクタンス

計算例に用いる同期電動機の1極当たりの導体棒数は、奇数（7本）であるため、式（3.13）、（3.24）、（3.42）、（3.55）により始動巻線等価インピーダンスを計算する。始動巻線各部の抵抗及びリアクタンスは、以下の方法によって求められる。

（1）導体棒抵抗 R_b 、隣接する導体棒間及び

隣接する極間の端絡環抵抗 R_e, R_{eo}

導体棒抵抗 R_b 、隣接する導体棒間及び隣接する極間の端絡環抵抗 R_e, R_{eo} は、次式より求められる⁽⁷⁶⁾。

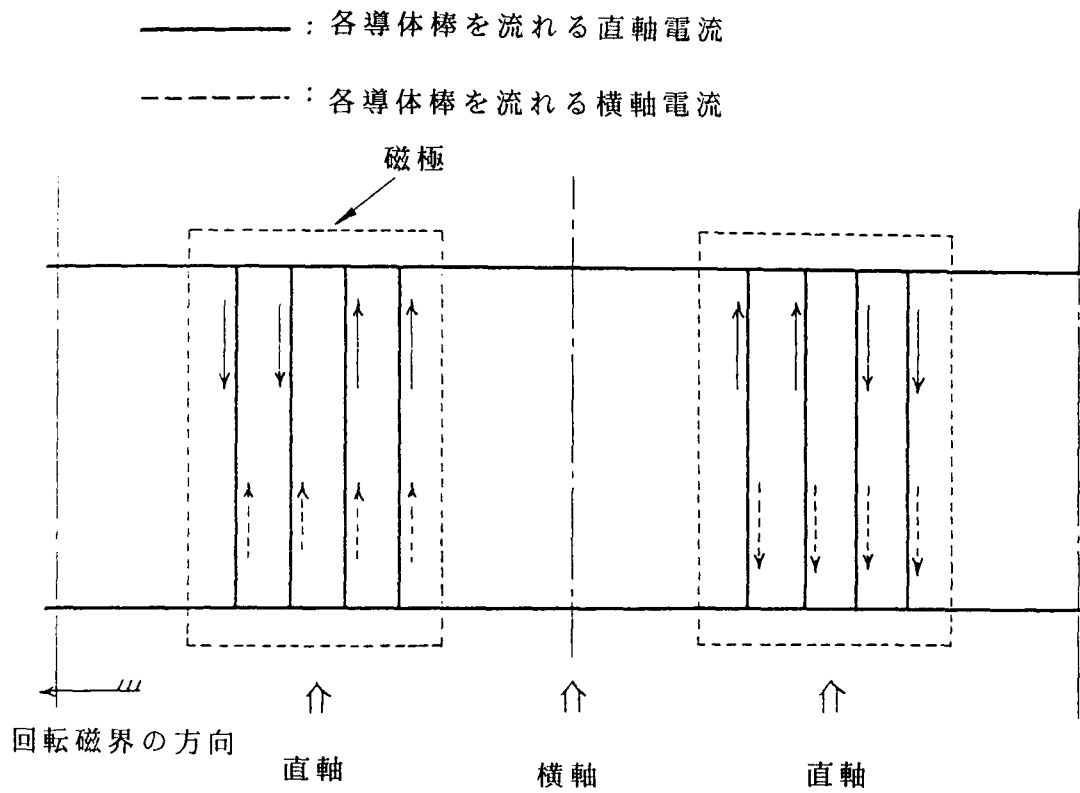


図3. 10 直、横軸電流の合成

表 3. 1 計算例の設計諸元

定 格	容 量	2,238	kW
	電 圧	4,000	V
	電 流	333	A
	極 数	28	
	周波数	60	Hz
電機子巻線	有効直列導体数	235.1	本
	毎極基本波磁束	7.37	Wb
	鉄心長	700	mm
始 動 巻 線	導体棒	材 質	銅
		断面形状	角 10 × 8 mm
		導体棒の長さ	700 mm
		1極当をりの導体棒数	7 本
		導体棒間隔 (電気角)	19 度
	端絡環	材 質	銅
		断面形状	角 6 × 20 mm
		平均径	5,600 mm

$$R_b (R_e, R_{eo}) = \rho \frac{L_b}{S} \quad (\Omega) \quad (3.58)$$

ただし、 ρ : 75°Cにおける銅の抵抗率 $\rho = 2.1 \times 10^{-8} \text{ } (\Omega \cdot m)$

L_b : 導体の長さ (m)

S : 導体の断面積 (m^2)

表 3. 2 は、表 3. 1 の設計値を式 (3. 58) に代入して求めた始動巻線各部の抵抗である。

(2) 導体棒リアクタンス X_b 、隣接する導体棒間及び

隣接する極間の端絡環リアクタンス X_e, X_{eo} 。

導体棒のリアクタンス X_b は、式 (3. 59) ~ (3. 62) 及び図 3. 11 の始動巻線のスロット形状より求められる⁽²⁴⁾。

$$X_b = 2\pi f \lambda_{bd} \quad (\Omega) \quad (3.59)$$

f : 電源周波数 (Hz)

$$\lambda_{bd} = \mu_0 \left\{ \frac{L_h}{L} \left(F_{ttb} + \frac{h_{b2}}{b_{b2}} + \frac{h_{b1}}{3b_{b1}} \right) + \frac{\tau_b}{12g_e} + \frac{2n_b(L_b - L_h)}{3mL} \right\} \quad (3.60)$$

μ_0 : 真空の透磁率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ } (H/m)$

m : 相数 $m=3$

n_b : 1極当たりの導体棒数

τ_b : 導体棒間の間隔 (m)

$h_{b1}, h_{b2}, b_{b1}, b_{b2}$: 始動巻線のスロット各部の長さ (m)

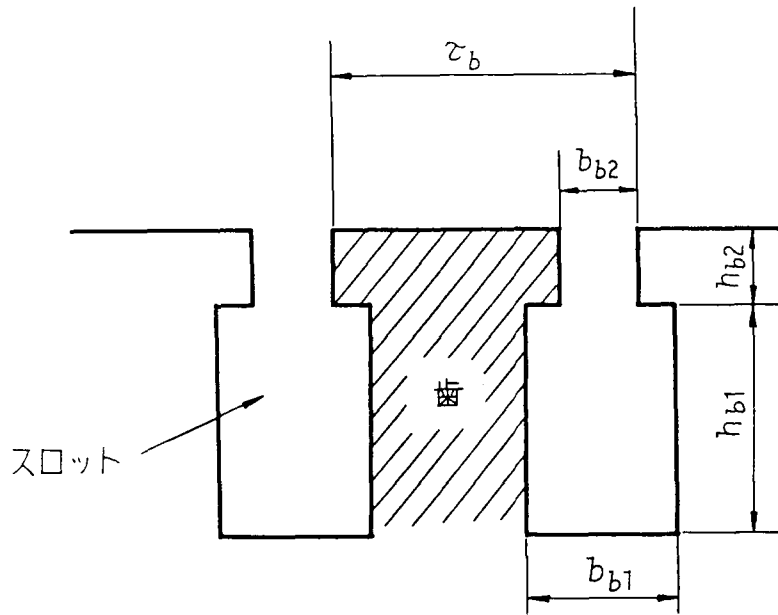
g_e : 磁極中央のギャップの長さ ($6 \times 10^{-3} \text{ } m$) \times カータ係数 (1.1とする)

L_h, L : 鉄心の長さ (m)、ここでは、 $L_h = L = 700 \times 10^{-3} \text{ } m$

$$F_{ttb} = 0.2284 + 0.0796 \frac{g}{b_{b2}} - 0.25 \frac{b_{b2}}{g} (1 - \sigma) \quad (3.61)$$

表 3. 2 始動巻線各部の抵抗、リアクタンス

導体棒の抵抗	R_b	$0.1943 \times 10^{-3} \Omega$
導体棒のリアクタンス	X_b	$0.9057 \times 10^{-3} \Omega$
導体棒間の端絡環抵抗	R_e	$0.1161 \times 10^{-4} \Omega$
導体棒間の端絡環リアクタンス	X_e	$0.1160 \times 10^{-4} \Omega$
極間の端絡環抵抗	R_{e0}	$0.4032 \times 10^{-4} \Omega$
極間の端絡環リアクタンス	X_{e0}	$0.4028 \times 10^{-4} \Omega$



$$\tau_b = 66.32 \times 10^{-3} \text{ (m)}$$

$$b_{b1} = 8.0 \times 10^{-3} \text{ (m)}$$

$$b_{b2} = 2.0 \times 10^{-3} \text{ (m)}$$

$$h_{b1} = 10.0 \times 10^{-3} \text{ (m)}$$

$$h_{b2} = 2.0 \times 10^{-3} \text{ (m)}$$

図 3. 1 1 始動巻線のスロット形状

$$\sigma = \frac{2}{\pi} \left\{ \tan^{-1} \frac{b_{b2}}{2g} - \frac{g}{b_{b2}} l_n \left(1 - \frac{b_{b2}^2}{4g^2} \right) \right\} \quad (3.62)$$

g : 磁極中央のギャップの長さ ($6 \times 10^{-3} m$)

次に、隣接する導体棒間及び隣接する極間の端絡環リアクタンス X_e, X_{eo} は、

$$X_e (X_{eo}) = 2\pi \mu_0 f \left(\frac{1}{2\pi} l_n \frac{d}{a} + \frac{1}{8\pi} \right) L_b \quad (\Omega) \quad (3.63)$$

d : 導体間の距離 (m) $d = 46.0 \times 10^{-3} m$

a : 導体の半径 (m) $a = 5.81 \times 10^{-3} m$

により求められる⁽⁷⁷⁾。

表 3. 2 は、表 3. 1 及び図 3. 11 のスロット各部の設計値を式 (3. 59) ~ (3. 63) に代入することにより求めた始動巻線各部のリアクタンスである。

3. 4. 2 始動巻線等価インピーダンス

電機子側に換算した始動巻線の等価インピーダンスは、式 (3. 13)、(3. 24)、(3. 42)、(3. 55) を用いて端絡環インピーダンスを考慮した場合、これを無視した場合 ($X_e = X_{eo} = 0.0, R_e = R_{eo} = 0.0$) 各々について UNISYS 2200/402 によって求めた。

表 3. 3 は、表 3. 1 の設計例に対する始動巻線等価インピーダンスである。

表 3. 3 の第 I 法と第 II 法は、有効桁数 4 桁の範囲で極めて良く一致している。

これは、導体棒対で構成される各回路の力率がほとんど等しいことによると推定される。また、いずれの場合も端絡環を無視した場合は、考慮した場合を基準にして比較すると、抵抗分は直軸で 37.6% 減、横軸で 51.7% 減、リアクタンス分は直軸で 11.5% 減、横軸で 18.7% 減となる。これから明かなように抵抗分において大きな違いがみられるがリアクタンス分では比較的小さくなっている。これは、7 章で述べる始動特性の実測値と推定値から明らかであるが端絡環の抵抗を無視

表 3. 3 始動巻線等価インピーダンス

I 法	始動巻線直軸インピーダンス (端絡環考慮)	$0.3878 + j1.274$
	始動巻線直軸インピーダンス (端絡環無視)	$0.2421 + j1.128$
	始動巻線横軸インピーダンス (端絡環考慮)	$0.2578 + j0.7133$
	始動巻線横軸インピーダンス (端絡環無視)	$0.1244 + j0.5801$
II 法	始動巻線直軸インピーダンス (端絡環考慮)	$0.3877 + j1.274$
	始動巻線直軸インピーダンス (端絡環無視)	$0.2421 + j1.128$
	始動巻線横軸インピーダンス (端絡環考慮)	$0.2578 + j0.7133$
	始動巻線横軸インピーダンス (端絡環無視)	$0.1244 + j0.5801$

することは、トルクの推定において大きな誤差となることを示している。

3. 4. 3 導体棒電流

図3. 12は、回転子を拘束した状態 ($S=1$) で定格電圧を印加した場合の各始動巻線回路の導体棒電流の大きさと位相を第II法によって求めたものである。添え字番号の付け方は、図3. 13のように磁極中央より外側へ向かって導体棒 2_a 、 3_b 、 4_c の順であり、各々、導体棒電流 i_{d1} (i_{q1})、 i_{d2} (i_{q2})、 i_{d3} (i_{q3}) に対応する。番号 1_a は、磁極中央の導体棒で横軸 (i_{q0}) のみに寄与する。端絡環インピーダンスを考慮しても各回路の力率はほとんど変わらないことがわかる。

図3. 13は、第II法の式 (3. 56)、(3. 57) で計算した導体棒合成電流の大きさ (実効値は、この値の $1/\sqrt{2}$) である。端絡環インピーダンスを無視したときの各導体棒合成電流は、一致している。これは、第I法を用いて以下の方法により解析的に証明できる。

磁束の最大値が直軸上にあるとき横軸上にある仮想導体で囲まれる閉回路、また、磁束の最大値が横軸上にあるとき直軸上にある仮想導体で囲まれる閉回路には、大きさが等しい最大の誘導起電力 E が発生する。

これら閉回路の電圧方程式は、

$$|E| = 2 |Z_b| I_{Dd} \quad (3.64)$$

$$|E| = 2 |Z_b| I_{Dq} \quad (3.65)$$

となり、 $I_{Dd} = I_{Dq} = I_D$ となる。

任意の位置にある導体棒を流れる直、横軸電流を

$$I_{nd} = I_{Dd} \sin(n\alpha) \quad (3.66)$$

$$I_{nq} = I_{Dq} \cos(n\alpha) \quad (3.67)$$

とすると、これの合成電流 I_n は、

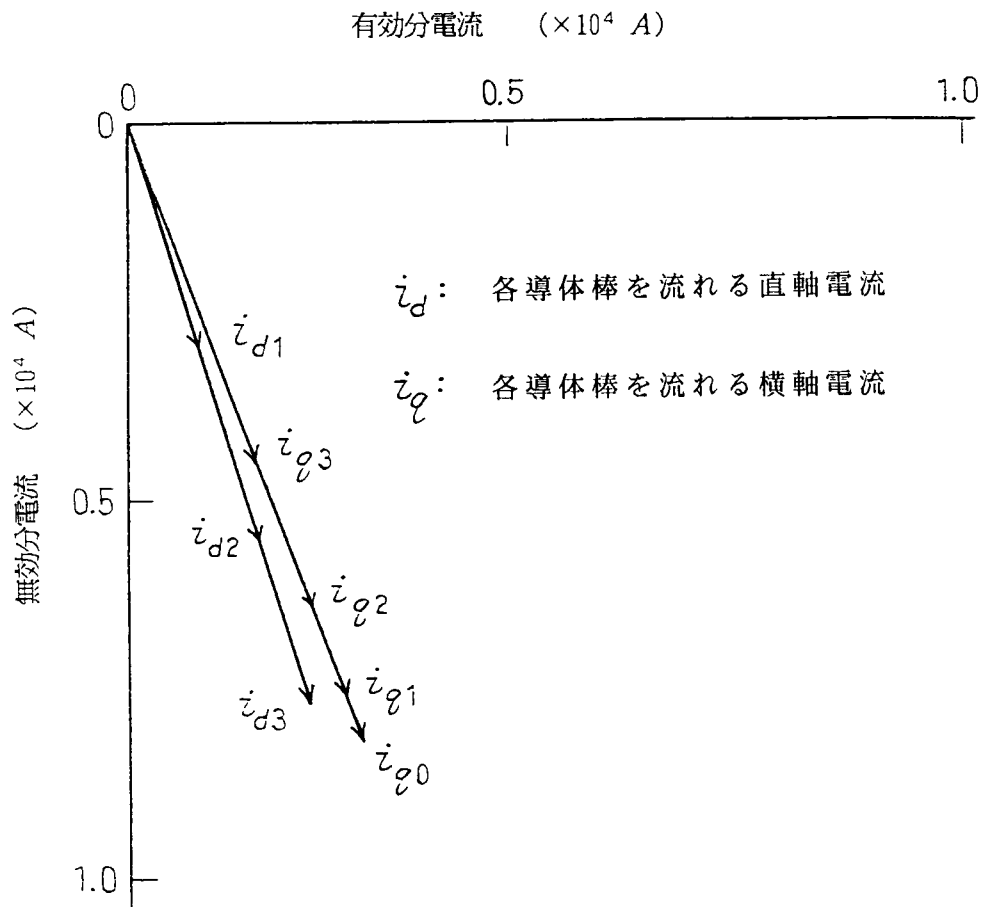


図 3. 1 2 各導体棒を流れる直、横軸電流

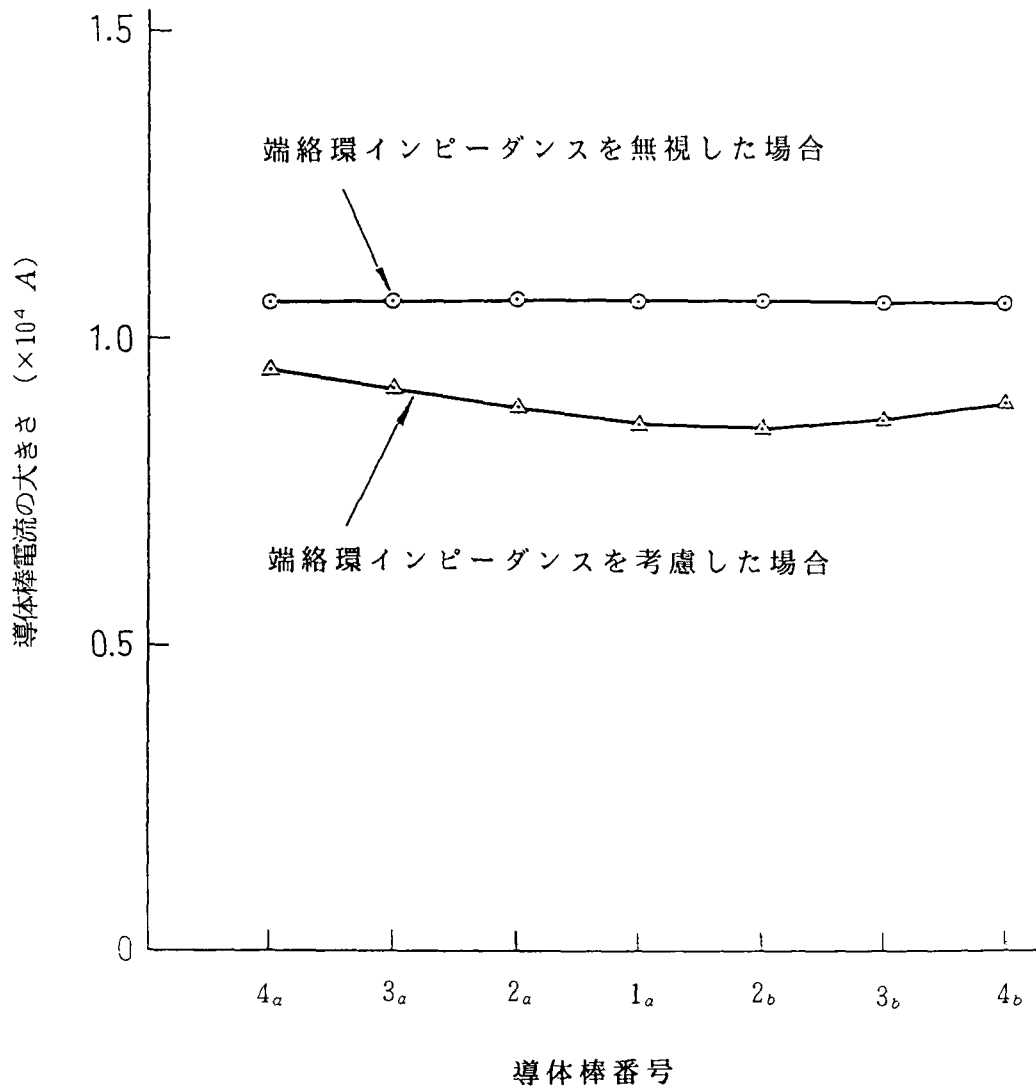


図3. 13 各導体棒を流れる合成電流の大きさ

$$\begin{aligned}
I_n &= I_{nd} \pm j I_{nq} \\
&= I_{Dd} \sin(n\alpha) \pm j I_{Dq} \cos(n\alpha) \\
&= I_D \{ \sin(n\alpha) \pm j \cos(n\alpha) \}
\end{aligned} \tag{3.68}$$

となる。これより、端絡環インピーダンスを無視したとき、任意の位置の各導体棒を流れる合成電流は、その大きさが全て等しく、 $|E| / (2|Z_0|)$ となる。このため、電流の不均衡は端絡環の存在によるものである

1007KW-4160V-145A-60Hz-8P の同期電動機についても計算を行い、同様な結論を得たが重複を避ける意味で省略する。

3.5 まとめ

本章では、端絡環インピーダンスを考慮した始動巻線等価インピーダンスの導出法について述べ、実機での検討を行った。

本章で得られた結果を述べると次のとおりである。

(1) 各軸の導体棒電流が正弦波分布（空間的および時間的）をすると仮定した場合（第Ⅰ法）の端絡環インピーダンスの解析式を導出した。

(2) 各軸の導体棒対回路について端絡環を含めた電圧方程式（第Ⅱ法）を導出した。

(3) 第Ⅰ法、第Ⅱ法それぞれより求めた直軸、横軸始動巻線インピーダンスは、設計例では4桁程度で一致する。

(4) 第Ⅱ法より各軸導体棒電流を求めた各軸における導体棒電流の位相差は極めて少ない。

(5) 第Ⅱ法に従って導体棒電流（直軸及び横軸電流の合成）の最大値の大きさを計算した。これは、磁極表面に沿ってゆるやかなV曲線分布をする。しかし、端絡環を無視した場合には導体棒電流はすべて等しくなる。これは、第Ⅰ法より

解析的にも証明できる。

(6) 始動巻線インピーダンスに対する端絡環のリアクタンス分の寄与は、わずかであるが、抵抗分の寄与が大きいことがわかる。従って、始動トルクあるいは短絡トルクなどの過渡トルクを評価する場合には少なくともこの抵抗分を無視してはならない。このことは第7章でもさらに詳しく論じている。

第 4 章

単相交流印加法とダルトン・カメロン法
による同期電動機の始動巻線及び界磁巻
線のインピーダンス算出法

第4章 単相交流印加法とダルトン・カメロン法による同期電動機の始動巻線及び界磁巻線のインピーダンス算出法

4.1 まえがき

序論でも述べたように中、大容量の始動巻線付き同期電動機は、各種産業に数多く使用されているが、始動電流、始動トルクなど、始動特性の試験を工場で実規模で実施することは、試験設備の大容量化をとめない事実上、困難である。このことが電動機本体及びその付属装置の設計の合理化に障害となっており、従ってできるだけ小容量の電源による簡単な等価試験によって実用上、十分な精度で始動特性を推定することが要請される。

始動特性は、等価回路定数が算出できれば、第7章で述べる方法により推定することが可能である⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾⁽⁶⁰⁾。

設計値を用いた等価回路定数の算出法については、数多くの文献がある⁽¹⁶⁾⁻⁽¹⁸⁾⁽²³⁾⁻⁽²⁸⁾⁽⁷³⁾⁽⁷⁴⁾。しかしながら、小容量の電源でしかも簡単な静止試験によってこれら定数を分離、決定する方法について論じたものは見あたらない。

そこで本章では、単相交流印加法あるいはダルトン・カメロン法⁽³⁵⁾⁽³⁸⁾⁽³⁹⁾⁽⁷⁸⁾と通常の商用試験の結果を組み合わせ、これら等価回路定数を分離、決定する方法について論ずる⁽⁵²⁾⁻⁽⁵⁴⁾。

この等価回路定数のなかで電機子巻線の交流抵抗及び漏れリアクタンス、直軸及び横軸の励磁リアクタンス⁽⁷⁰⁾は、第2章の方法から算出している。

回転子にある界磁巻線と始動巻線の抵抗分、リアクタンス分の分離は、界磁巻線に接続する外部抵抗を変えてこれらの試験を二回実施し、更に入力も同時に計測し、電動機端子よりみた機械のインピーダンスを求め、これより電機子巻線のインピーダンスを減じてそのインピーダンスを分離、決定している。なお、直軸あるいは横軸単相交流印加法は、ダルトン・カメロン法において、巻線軸と磁極

軸が同方向あるいは直角方向の特殊な場合である。

4. 2 界磁巻線及び始動巻線の直軸インピーダンス算出法

4. 2. 1 界磁巻線インピーダンスの算出法

図4. 1は、突極形同期電動機の直軸等価回路である。

回転子直軸には、界磁巻線と始動巻線の二巻線が存在する。始動巻線は、外部に端子が出ていないので、この二つの未知インピーダンスを知るには、界磁巻線の外部接続の状態を変えて、静止状態（等価回路では $S=1.0$ とおいた場合）で二種類の直軸単相交流印加法あるいはダルトン・カメロン法を行わねばならない。その一つを界磁巻線短絡（ $R_f=r_f$ ）、その二つを界磁回路の抵抗を界磁巻線抵抗 r_f の K 倍、即ち $R_f=K r_f$ とした場合とする。

実測から得られる電動機端子より見たインピーダンスを次のように表す。

界磁回路の抵抗 $R_f=r_f$ の場合

$$Z' = R' + j X' \quad (4.1)$$

界磁回路の抵抗 $R_f=K r_f$ の場合

$$Z'' = R'' + j X'' \quad (4.2)$$

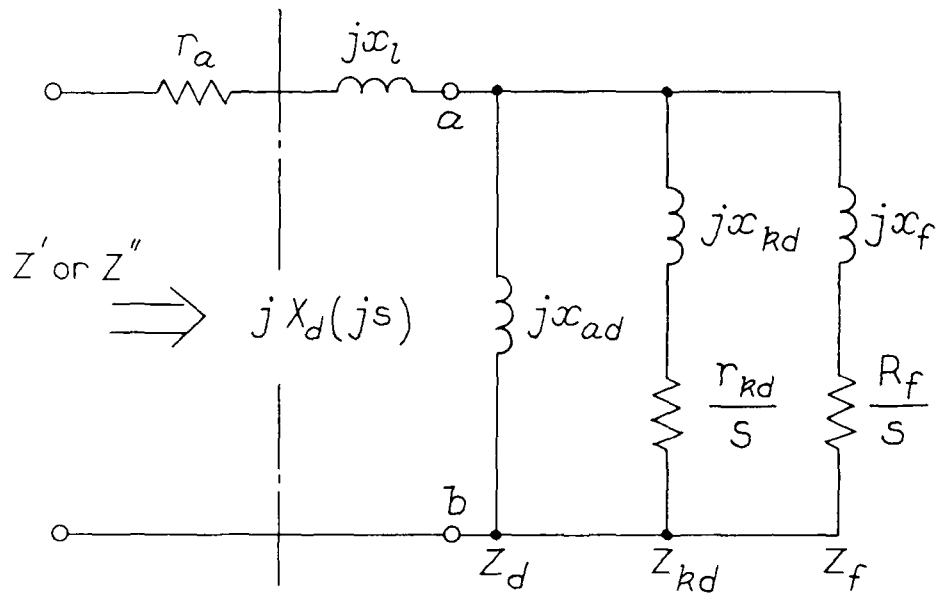
図4. 1の等価回路で界磁巻線短絡の場合、端子 a, b より右側のインピーダンス（ $A_1 + j A_2$ ）を

$$\begin{aligned} A_1 + j A_2 &= (R' + j X') - (r_a + j x_l) \\ &= \frac{Z_d Z_f' Z_{kd}}{Z_d Z_f' + Z_f' Z_{kd} + Z_{kd} Z_d} \end{aligned} \quad (4.3)$$

とし、界磁回路の抵抗が $R_f=K r_f$ の場合のそれは

$$\begin{aligned} B_1 + j B_2 &= (R'' + j X'') - (r_a + j x_l) \\ &= \frac{Z_d Z_f'' Z_{kd}}{Z_d Z_f'' + Z_f'' Z_{kd} + Z_{kd} Z_d} \end{aligned} \quad (4.4)$$

とする。



- (i) $R_f = r_f$ の場合 Z' , $R_f = K \cdot r_f$ の場合 Z''
- (ii) ダルトン・カメロン法, 直軸単相交流印加法
 においては $s = 1.0$

図 4. 1 直軸単相交流印加時の等価回路

ここで、 $Z_d = j x_{ad}$ 、 $Z_f' = r_f + j x_f$ 、 $Z_f'' = K r_f + j x_f$ 、 $Z_{kd} = r_{kd} + j x_{kd}$ である（ r_f ：界磁巻線抵抗、 x_f ：界磁巻線漏れリアクタンス、 r_{kd} ：始動巻線直軸抵抗、 x_{kd} ：始動巻線直軸漏れリアクタンス）。

$(A_1 + j A_2)$ 及び $(B_1 + j B_2)$ は、それぞれ式 (4.3)、(4.4) の第1式右辺を計算すれば求められる。したがって、両式より

$$\begin{aligned} C_1 + j C_2 &= 1/Z_f' - 1/Z_f'' \\ &= \frac{A_1 - j A_2}{A_1^2 + A_2^2} - \frac{B_1 - j B_2}{B_1^2 + B_2^2} \end{aligned} \quad (4.5)$$

が計算される。界磁巻線インピーダンスは、上式の C_1 、 C_2 を使用して次式によって求められる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{r_f + j x_f} - \frac{1}{K r_f + j x_f} &= \frac{r_f - j x_f}{r_f^2 + x_f^2} - \frac{K r_f - j x_f}{K^2 r_f^2 + x_f^2} \\ &= \frac{r_f (K^2 r_f^2 + x_f^2) - K r_f (r_f^2 + x_f^2)}{(r_f^2 + x_f^2) (K^2 r_f^2 + x_f^2)} \\ &\quad - \frac{j \{ x_f (K^2 r_f^2 + x_f^2) - x_f (r_f^2 + x_f^2) \}}{(r_f^2 + x_f^2) (K^2 r_f^2 + x_f^2)} \\ &= C_1 + j C_2 \end{aligned} \quad (4.6)$$

式 (4.6) で $x_f > 0$ であるから $C_2 < 0$ である。次に、式 (4.6) の両辺の実数部、虚数部を比較すると

$$r_f (K^2 r_f^2 + x_f^2 - K r_f^2 - K x_f^2) = C_1 (r_f^2 + x_f^2) (K^2 r_f^2 + x_f^2) \quad (4.7)$$

$$-x_f (K^2 r_f^2 - r_f^2) = C_2 (r_f^2 + x_f^2) (K^2 r_f^2 + x_f^2) \quad (4.8)$$

となる。

式 (4.7) の両辺に C_2 を乗じ、これより式 (4.8) の両辺に C_1 を乗じたものを差し引くことにより、

$$r_f \{C_2 K (K-1) r_f^2 - C_2 (K-1) x_f^2\} + r_f C_1 (K-1) (K+1) r_f x_f = 0 \quad (4.9)$$

となる。

$K \neq 1$ 、 $r_f \neq 0$ 、 $x_f \neq 0$ であるから

$$C_2 K r_f^2 - C_2 x_f^2 + C_1 (K+1) r_f x_f = 0 \quad (4.10)$$

となり、両辺を x_f^2 で除すると次式となる。

$$C_2 K (r_f/x_f)^2 + C_1 (K+1) (r_f/x_f) - C_2 = 0 \quad (4.11)$$

式 (4.11) において (r_f/x_f) に関する二次方程式を解くと式 (4.12) となる。

$r_f > 0$ 、 $x_f > 0$ 及び $C_2 < 0$ より、2次方程式の根の符号は、負となる。

$$(r_f/x_f) = \frac{-C_1 (K+1) - \sqrt{C_1^2 (K+1)^2 + 4C_2^2 K}}{2C_2 K} = D \quad (4.12)$$

$$r_f = D x_f \quad (4.13)$$

$$x_f = \frac{-D^2 (K^2 - 1)}{C_2 (1 + D^2) (K^2 D^2 + 1)} \quad (4.14)$$

式 (4.13)、(4.14) より、界磁巻線の抵抗及び漏れリアクタンスが求められる。

始動巻線直軸の抵抗及び漏れリアクタンスは、次式によって求められる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{Z_{kd}} &= \frac{1}{r_{kd} + j x_{kd}} \\ &= \frac{A_1 - j A_2}{A_1^2 + A_2^2} = \frac{1}{Z_d} - \frac{1}{Z_f'} \\ &= E_1 - j E_2 \end{aligned} \quad (4.15)$$

$$r_{kd} = E_1 / (E_1^2 + E_2^2) \quad (4.16)$$

$$x_{kd} = E_2 / (E_1^2 + E_2^2) \quad (4.17)$$

4. 2. 2 始動巻線横軸インピーダンスの算出法

図4. 2は、突極形同期電動機の横軸等価回路である。

回転子横軸には始動巻線のみが存在する。4. 2. 1項と同様に静止状態で横軸単相交流印加法あるいはダルトン・カメロン法によって得られる電動機端子より見たインピーダンスを、

$$Z'' = R'' + jX'' \quad (4.18)$$

とする。

図4. 2の等価回路で端子a、bより見た右側のインピーダンス $(F_1 + jF_2)$ は、

$$\begin{aligned} F_1 + jF_2 &= (R'' + jX'') - (r_a + jx_l) \\ &= \frac{Z_q Z_{kq}}{Z_q + Z_{kq}} \end{aligned} \quad (4.19)$$

となり、式(4. 19)の第1式より $(F_1 + jF_2)$ が計算される。また、

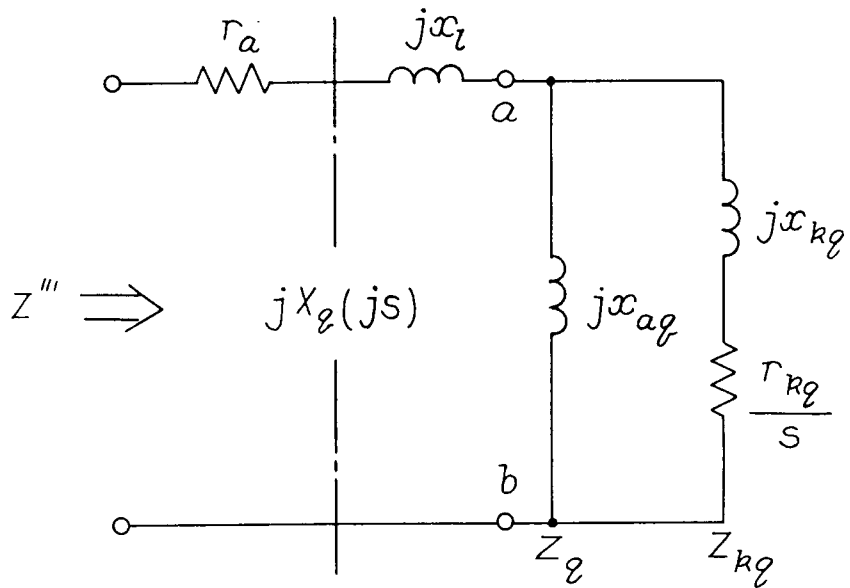
$Z_q = jx_{aq}$ は既知であるから

$$\begin{aligned} \frac{1}{Z_{kq}} &= \frac{F_1 - jF_2}{F_1^2 + F_2^2} - \frac{1}{jx_{aq}} \\ &= G_1 - jG_2 \end{aligned} \quad (4.20)$$

の関係で G_1 、 G_2 が求まる。また、 $Z_{kq} = r_{kq} + jx_{kq}$ であるから

$$r_{kq} = \frac{G_1}{G_1^2 + G_2^2} \quad (4.21)$$

$$x_{kq} = \frac{G_2}{G_1^2 + G_2^2} \quad (4.22)$$



ダルトン・カメロン法，横軸単相交流印加法
 においては $S = 1.0$

図 4. 2 横軸単相交流印加時の等価回路

と分離される。

4. 3 単相交流印加法による実施例とその評価

4. 3. 1 試験方法

被試験機として表 4. 1 に示す始動巻線付き突極形同期電動機を使用し、表 4. 2 に示す試験を実施した。

直軸単相交流印加法は、図 4. 3 の回路を構成し、界磁巻線に誘導する電流が最大となる位置に回転子を固定する。この状態で二相端子間（例えば $U-V$ 間）に単相交流電圧を印加し、界磁回路が短絡の場合および界磁回路の抵抗を K 倍とした場合、各々について、印加電圧、電流および入力を測定する。

横軸単相交流印加法は、誘導電流がほぼ零となる位置に回転子を固定し、同様の測定をする。

表 4. 3 の測定値は、表 4. 1 に示す電動機の $K=1$ 、 $K=10$ における線間電圧、電流、入力である。

4. 3. 2 電動機端子より見た 1 相当りのインピーダンス

表 4. 3 の測定値から電動機端子より見た 1 相当りの直軸、横軸のインピーダンス (Z' 、 Z'' 、 Z''')、抵抗 (R' 、 R'' 、 R''') 及びリアクタンス (X' 、 X'' 、 X''') は、以下の方法により求められる。

$$Z' = V_t / (2I_t) \quad (4.23)$$

(Z'' 、 Z''' は同様な方法により求められる。)

$$R' = P_t / (2I_t^2) \quad (4.24)$$

(R'' 、 R''' は同様な方法により求められる。)

表 4. 1 始動巻線付き突極形同期電動機仕様

相 数	3	ギャップ (平等)	5.0 mm
定格容量	10 kW	1 極の界磁巻回数 N_f	378 回
定格電圧 V_n	200 V	界磁並列回路数 a_f	1
定格電流 I_n	31.9 A	電機子巻線直列有効導体数 Z_e	177.2 本
周波数	50 Hz	A_{d1}	0.9613
極 数 p	4	A_1	1.125

をだし、本論文においては、基準電流値を 28.87A (10kVA 相当) としている。

表 4. 2 必要とする各種インピーダンス

	試 験 法	IEC 34-4 Clauses	備 考
電機子巻線交流抵抗 r_a	三相短絡特性	26	駆動機の入力を測定
電機子漏れリアクタンス x_l	無負荷飽和特性 三相短絡特性	25, 26, 27	電機子反作用 ATIZ 設計値を使用
直軸励磁リアクタンス x_{ad}	同上 [*] , 滑り法 [*]	同上, 36, 37	[*] x_d の試験法 $x_{ad} = x_d - x_l$
横軸励磁リアクタンス x_{aq}	滑り法 ^{**} , 逆励磁法 ^{**}	34, 35, 36, 37	^{**} x_q の試験法 $x_{aq} = x_q - x_l$
界磁巻線抵抗 r_f 界磁漏れリアクタンス x_f 始動巻線直軸抵抗 r_{kd} 始動巻線直軸漏れ リアクタンス x_{kd}	(1) 直軸単相交流 印加法 (2) ダルトン・ カメロン法	44, 45 46, 47	界磁の短絡および外部抵抗 接続で二回実施 各インピーダンスの分離に ついては 4.3節、4.4節 を参照
始動巻線横軸抵抗 r_{kq} 始動巻線横軸漏れ リアクタンス x_{kq}	(1) 横軸単相交流 印加法 (2) ダルトン・ カメロン法	44, 45 46, 47	各インピーダンスの分離に ついては 4.3節、4.4節 を参照

備考) 電動機運転の場合, 電機子反作用リアクタンスが励磁リアクタンスになる。

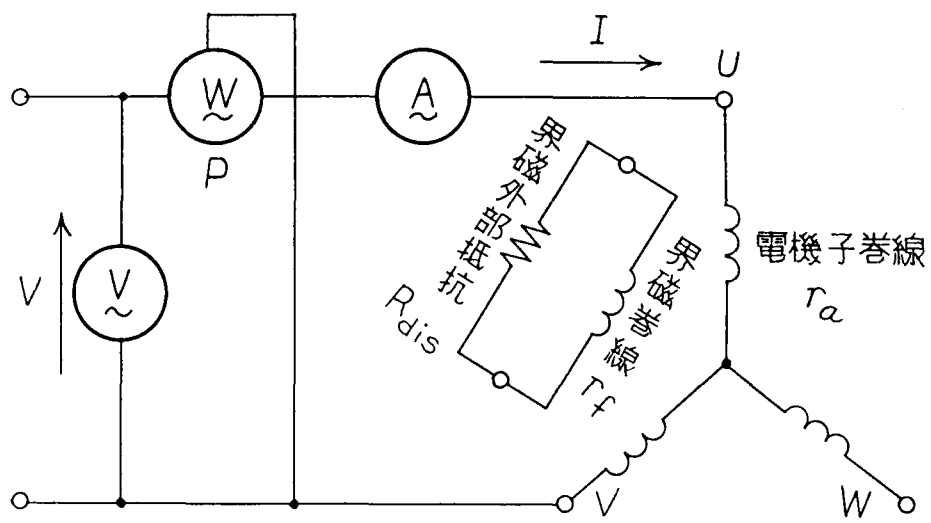


図 4. 3 単相交流印加法とダルトン・カメロン法の試験回路

表 4. 3 単相交流印加法による電動機端子より見た
1 相当たりのインピーダンス

回転子の固定位置		直軸 (d 軸)		横軸 (q 軸)
測定値	界磁抵抗 R_f (Ω)	$R_f = r_f$ 7.330	$R_f = 10 \cdot r_f$ 73.30	$R_f = r_f$ 7.330
	電機子電流 I_t (A)	28.09	29.57	28.54
	端子電圧 V_t (V)	44.19	50.77	53.70
	入力 P_t (W)	375.5	680.3	505.5
計算値	Z', Z'' (Ω)	Z' 0.7865	Z'' 0.8585	—
	R', R'' (Ω)	R' 0.2379	R'' 0.3890	—
	X', X'' (Ω)	X' 0.7496	X'' 0.7653	—
	Z''' (Ω)	—	—	0.9407
	R''' (Ω)	—	—	0.3103
	X''' (Ω)	—	—	0.8880

注) (1) r_f : 界磁巻線抵抗 (Ω)

(2) 上記 Z', Z'', Z''' は、インピーダンスの絶対値である。

$$X' = \sqrt{(Z')^2 + (R')^2} \quad (4.25)$$

(X'' 、 X''' は同様な方法により求められる。)

表 4. 3 の計算値は、 $K=1$ 、 $K=10$ における測定値を式 (4. 23) ~ (4. 25) へ代入することにより求めた。

図 4. 4 は、単相交流印加法で印加電圧を定格電圧の 2.5~50.0% 程度まで変化させたときの電動機端子から見た 1 相当りの直軸、横軸インピーダンスであり、それぞれほとんど一定値である。これらより、極めて低い電圧にけるデータを使用しても回転子側インピーダンスの分離、決定には何等差し支えないことがわかる。

この試験を実施する際の試験設備容量は、以下の方法により求められる。

三相印加時の皮相電力 S_1 (VA)

$$S_1 = \sqrt{3} V I = \frac{\sqrt{3} V (V/\sqrt{3})}{Z} = V_1^2 / Z \quad (4.26)$$

I : 相電流 (A)

V_1 : 線間電圧 (V)

Z : 1相当りのインピーダンス (Ω) (以降、 Z は、短絡時のインピーダンス)

単相印加時の皮相電力 S_2 (VA)

$$S_2 = V_2^2 / (2Z) \quad (4.27)$$

V_2 : 線間電圧 (V)

Z : 1相当りのインピーダンス (Ω)

S_2/S_1 より、

$$(S_2/S_1) = \frac{1}{2} \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^2 \quad (4.28)$$

図 4. 4 で $V_2=10$ (V) のときの試験設備容量は、三相印加時の定格電圧

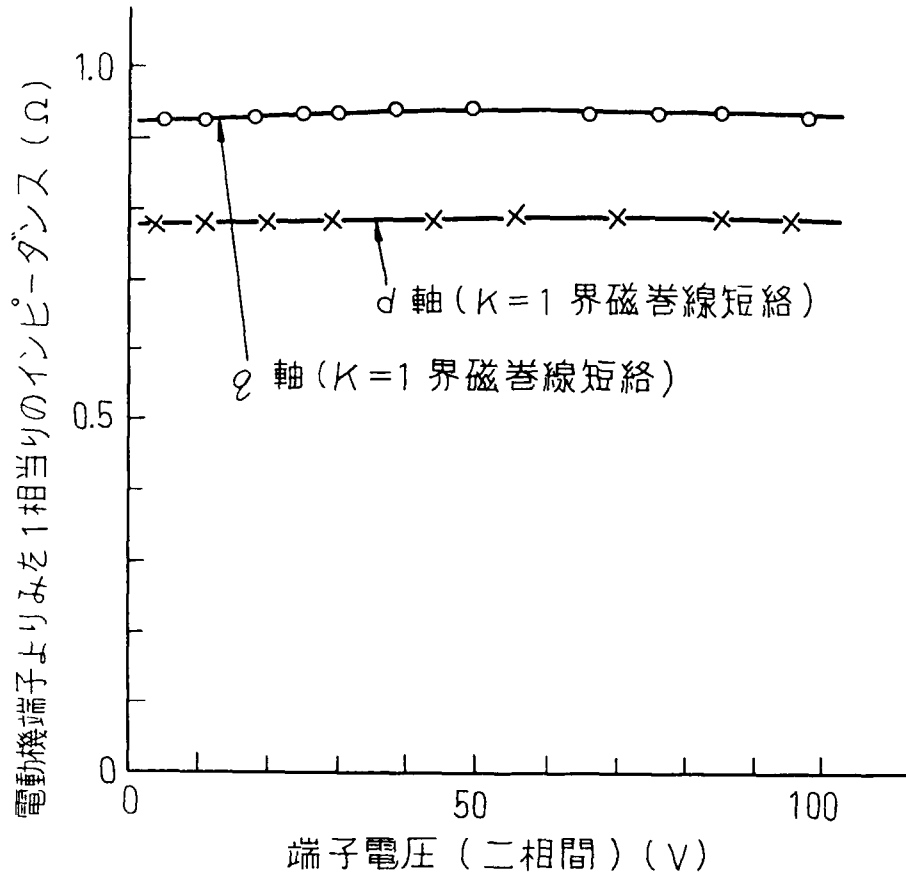


図 4. 4 インピーダンス—端子電圧特性
(単相交流印加法)

$V_1=200$ (V) に対して式 (4. 28) より0.125 (%) である。

4. 3. 3 等価回路定数の算出結果と考察

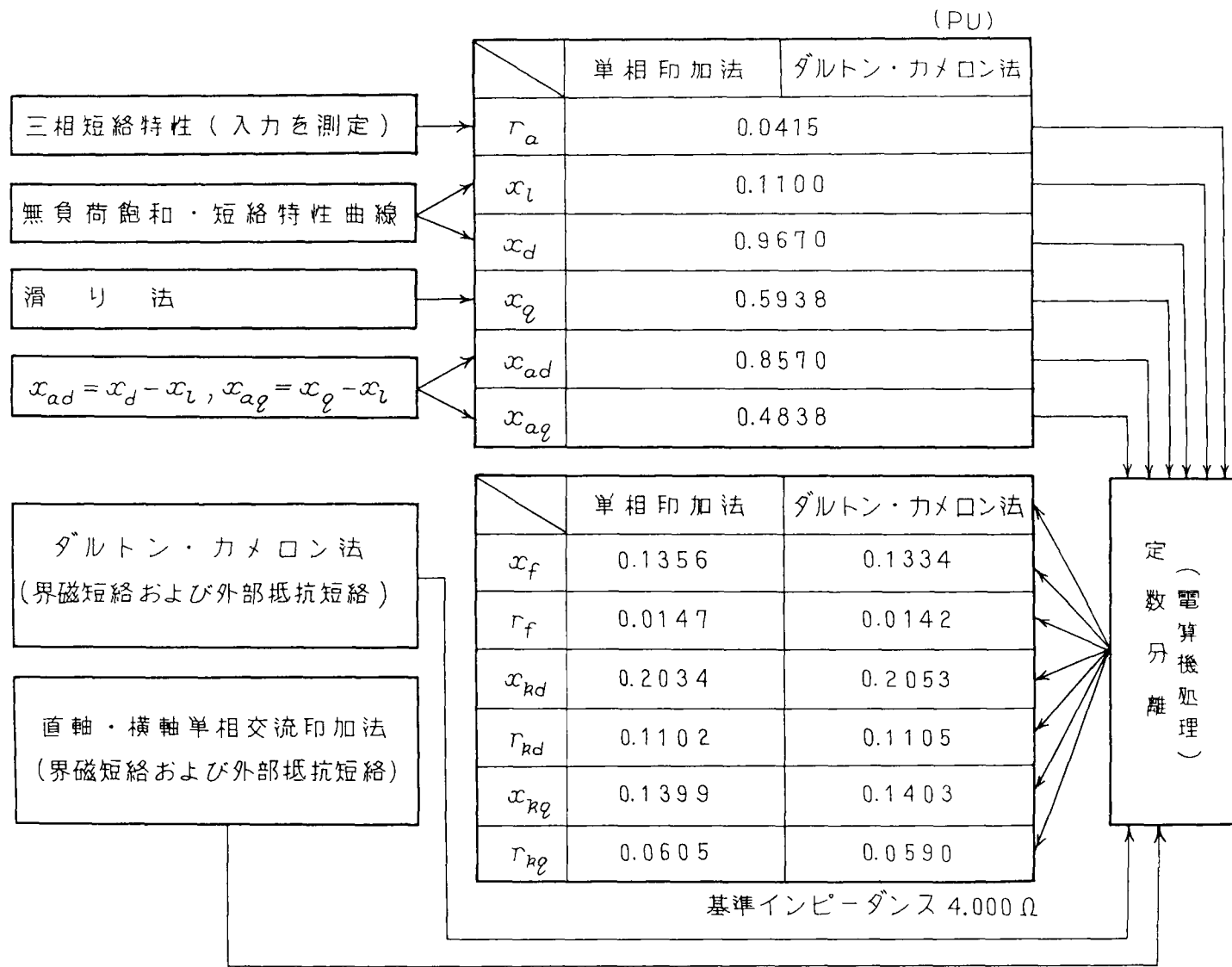
電機子巻線交流抵抗 r_a 、電機子巻線漏れリアクタンス x_l は、2. 4. 1項、直軸励磁リアクタンス x_{ad} は、2. 3. 1項の無負荷飽和・三相短絡特性試験より求められる直軸同期リアクタンス x_d (不飽和値) から電機子巻線漏れリアクタンスを差し引き、横軸励磁リアクタンス x_{aq} は、2. 3. 2項の滑り法より求められる横軸同期リアクタンス x_q から電機子巻線漏れリアクタンスを差し引き求めた。

界磁巻線及び始動巻線直軸インピーダンスは、表4. 3の電動機端子より見た1相当りのインピーダンスを用いて式(4. 1)～式(4. 17)により分離した。また、始動巻線横軸インピーダンスは、式(4. 18)～式(4. 22)より分離した。

表4. 4は、単相交流印加法による界磁巻線インピーダンス、始動巻線直軸(横軸)インピーダンスの分離結果である。

これら分離結果を考察すると、界磁巻線の抵抗及び漏れリアクタンスは、正の値となっており、式(4. 12)の条件を十分に満足していることがわかる。また、始動巻線及び界磁巻線の抵抗、漏れリアクタンスが正の値となるのは、電機子巻線漏れリアクタンスが物理的に妥当な値で算出されているためである。さらに、界磁巻線抵抗は、始動巻線抵抗に比べて1桁小さくなるのが一般的であるが、表4. 4の分離結果はこのことを満足しており、第7章で論ずる始動特性の推定値が実測値とほぼ一致することを示している。

表 4. 4 単相交流印加法及びダルトン・カメロン法による
等価回路定数の分離結果



4. 4 ダルトン・カメロン法による実施例とその評価

4. 4. 1 試験方法

4. 3節と同様に被試験機として表4. 1に示す始動巻線付き突極形同期電動機を使用し、表4. 2に示す試験を実施した。

ダルトン・カメロン法は、図4. 3の回路を構成し、回転子を任意の位置に固定し、界磁回路を短絡する。この状態で $U-V$ 間、 $V-W$ 間、 $W-U$ 間にほぼ一定の単相交流電圧を印加し、そのときの電圧、電流、入力および界磁誘導電流を測定する。次に、回転子位置をそのまま界磁回路の抵抗を K 倍にした場合についても同様の測定をする。

表4. 5の測定値は、表4. 1に示す電動機の $K=1$ 、 $K=10$ における回転子が任意の位置での線間電圧、電流、入力である。

4. 4. 2 電動機端子より見た1相当たりのインピーダンス

電動機端子から見た一相当たりの直軸、横軸のインピーダンス (Z' 、 Z'' 、 Z''') 抵抗 (R' 、 R'' 、 R''') 及びリアクタンス (X' 、 X'' 、 X''') は、表4. 5の測定値を用いて以下の手順により求められる。

なお、ここで測定した界磁巻線誘導電流は、その抵抗分、リアクタンス分の平均値、変動分の符号決定に用いる。

(1) 各電動機端子から見たインピーダンス

各端子から見たインピーダンス、抵抗、リアクタンスは、次式により求められる。

$$Z_A = V_A / I_A \quad (4.29)$$

$$Z_B = V_B / I_B \quad (4.30)$$

表 4. 5 ダルトン・カメロン法による電動機端子より見た
1相当りのインピーダンス

回転子の固定位置		任意の位置					
測定値	界磁抵抗 R_f (Ω)	$R_f = r_f$ 7.330			$R_f = r_f + R_{dis} = 10r_f$ 73.3		
	電圧印加端子	U-V	V-W	W-U	U-V	V-W	W-U
	電機子電流 I (A)	I_A 27.04	I_B 24.51	I_C 28.47	I_A 25.84	I_B 24.53	I_C 26.44
	端子電圧 V (V)	V_A 45.67	V_B 45.89	V_C 45.83	V_A 45.74	V_B 45.92	V_C 45.74
	入力 P (W)	P_A 385.0	P_B 366.3	P_C 398.3	P_A 473.8	P_B 375.0	P_C 526.8
	界磁巻線誘導電流 I_f (A)	I_{fA} 1.465	I_{fB} 0.2680	I_{fC} 1.827	I_{fA} 1.335	I_{fB} 0.2560	I_{fC} 1.621
計算値	Z', Z'' (Ω)	Z' 0.7841			Z'' 0.8546		
	R', R'' (Ω)	R' 0.2362			R'' 0.3859		
	X', X'' (Ω)	X' 0.7477			X'' 0.7625		
	Z''' (Ω)	0.9397			0.9381		
	R''' (Ω)	0.3064			0.3096		
	X''' (Ω)	0.8883			0.8855		

注) (1) r_f : 界磁巻線抵抗 (Ω) R_{dis} : 界磁巻線外部抵抗 (Ω)

(2) 上記 Z', Z'', Z''' は、インピーダンスの絶対値である。

$$Z_C = V_C / I_C \quad (4.31)$$

$$R_A = P_A / I_A^2 \quad (4.32)$$

$$R_B = P_B / I_B^2 \quad (4.33)$$

$$R_C = P_C / I_C^2 \quad (4.34)$$

$$X_A = \sqrt{Z_A^2 - R_A^2} \quad (4.35)$$

$$X_B = \sqrt{Z_B^2 - R_B^2} \quad (4.36)$$

$$X_C = \sqrt{Z_C^2 - R_C^2} \quad (4.37)$$

(2) 抵抗の平均値及び変動分

抵抗の平均値及び変動分は、式(4.32)～(4.34)を用いて次式により求められる。

$$\text{平均値 : } K_R = (R_A + R_B + R_C) / 3 \quad (4.38)$$

$$\text{変動分 : } M_R = \sqrt{(R_B - K_R)^2 + (R_C - R_A)^2} / 3 \quad (4.39)$$

(3) リアクタンスの平均値及び変動分

リアクタンスの平均値及び変動分は、式(4.35)～(4.37)を用いて次式により求められる。

$$\text{平均値 : } K_X = (X_A + X_B + X_C) / 3 \quad (4.40)$$

$$\text{変動分 : } M_X = \sqrt{(X_B - K_X)^2 + (X_C - X_A)^2} / 3 \quad (4.41)$$

外部抵抗短絡の場合についても式(4.29)～(4.37)によって求められる。

(4) 電動機端子から見た1相当りのインピーダンス

$$R'、R'' = (K_R \mp M_R) / 2 \quad (4.42)$$

$$X'、X'' = (K_X \mp M_X) / 2 \quad (4.43)$$

$$Z'、Z'' = \sqrt{(R'、R'')^2 + (X'、X'')^2} \quad (4.44)$$

$$R''' = (K_R \pm M_R) / 2 \quad (4.45)$$

$$X''' = (K_X \pm M_X) / 2 \quad (4.46)$$

$$Z''' = \sqrt{(R''')^2 + (X''')^2} \quad (4.47)$$

式(4.42)、(4.43)、(4.45)、(4.46)の符号は、例えば

$$R_A > R_B > R_C \text{ かつ } Z_A I_{fA} > Z_B I_{fB} > Z_C I_{fC}$$

$$X_A > X_B > X_C \text{ かつ } Z_A I_{fA} > Z_B I_{fB} > Z_C I_{fC}$$

のように各々の大小関係が成り立つとき

$$R' (R'') > R''', X' (X'') > X'''$$

となる。

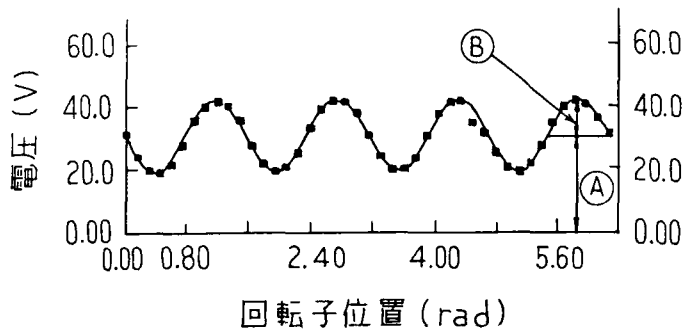
これらの関係が一致していなければ、

$$R' (R'') < R''', X' (X'') < X'''$$

となる⁽⁷⁹⁾。

図4.5は、始動巻線付き突極形同期電動機(2.2KW-200V-4P、回転電機子形)を供試機とし、界磁巻線短絡において電機子巻線電流を常に一定とした状態で回転子の位置を1回転の42等分ずつ変えて測定したときのU-V間の電圧、入力及び界磁巻線誘導電流である。

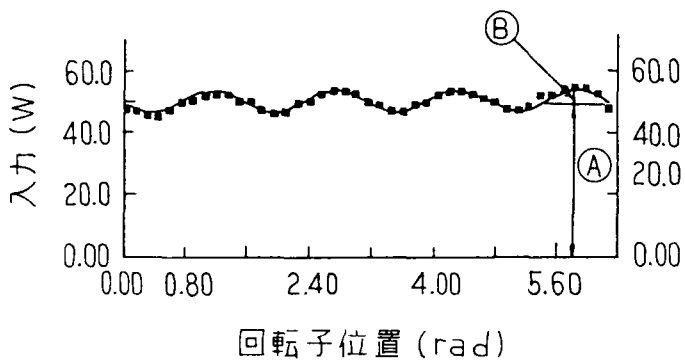
■印は実測値であり、実線は、これら実測値を基にフーリエ変換したときの定常分及び第4調波(界磁巻線誘導電流にあっては第2調波)の変動分を用いて計算した場合の波形である。V-W、W-U間についても同様に求めると、これらの波形に対して $2\pi/3$ 位相の異なる波形となる。



(a) U-V間の電圧

定常分 ① = 30.68 (V)

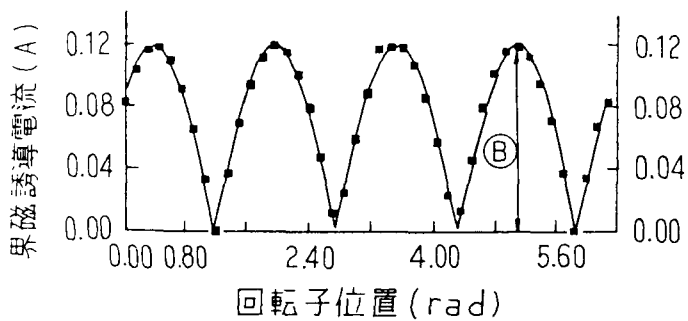
変動分 ② = 11.58 (V)



(b) U-V間の入力

定常分 ① = 50.38 (W)

変動分 ② = 3.556 (W)



(c) 界磁誘導電流

(界磁巻線短絡, 電流は 5.0 (A) 一定)

変動分 ② = 0.1198 (A)

図 4. 5 ダルトン・カメロン法による各回転子位置における線間電圧、入力、界磁誘導電流の実測及び解析例

$U-V$ 、 $V-W$ 、 $W-U$ 間の電圧、入力の変常分、変動分の平均を求め、これより抵抗、リアクタンスを求めると式(4.38)～式(4.41)の平均値、変動分となる。

次に、抵抗分及びリアクタンス分の平均値、変動分は、式(4.38)～式(4.41)で表現できることを抵抗を例にとり説明する。ただし、各線間の電圧、入力の変常分、変動分は、大きさが等しく、また、電機子電流は一定として考える。

抵抗(R_A 、 R_B 、 R_C)は、変常分、変動分を各々 R_a 、 R_b とおくと

$$R_A = R_a + R_b \sin \{4\omega t + 2\pi/3\} \quad (4.48)$$

$$R_B = R_a + R_b \sin \{4\omega t\} \quad (4.49)$$

$$R_C = R_a + R_b \sin \{4\omega t - 2\pi/3\} \quad (4.50)$$

となる。

平均値は、式(4.48)～(4.50)を式(4.38)へ代入すると

$$\begin{aligned} K_R &= (R_A + R_B + R_C) / 3 \\ &= R_a + (R_b/3) [\sin\{4\omega t + 2\pi/3\} + \sin\{4\omega t\} + \sin\{4\omega t - 2\pi/3\}] \\ &= R_a \end{aligned} \quad (4.51)$$

となる。また、変動分についても式(4.48)～(4.50)を式(4.39)へ代入すると

$$\begin{aligned} M_R &= \sqrt{(R_B - K_R)^2 + (R_C - R_A)^2} / 3 \\ &= \sqrt{\{R_b \sin(4\omega t)\}^2 + R_b^2 \{\sin(4\omega t - 2\pi/3) - \sin(4\omega t + 2\pi/3)\}^2} / 3 \\ &= R_b \end{aligned} \quad (4.52)$$

となる。これより、平均値、変動分は、式(4.38)、(4.39)により求められることが証明できる。

リアクタンスの平均値、変動分についても同様に考えることにより証明できる。

4. 4. 3 等価回路定数の算出結果と考察

4. 3. 3項と同様、電機子巻線交流抵抗 r_a 、電機子巻線漏れリアクタンス x_l は、2. 4. 1項、直軸励磁リアクタンス x_{ad} は、2. 3. 1項の無負荷飽和・三相短絡特性試験より求められる直軸同期リアクタンス x_d （不飽和値）から電機子巻線漏れリアクタンスを差し引き、横軸励磁リアクタンス x_{aq} は、2. 3. 2項の滑り法より求められる横軸同期リアクタンス x_q から電機子巻線漏れリアクタンスを差し引き求めた。

界磁巻線及び始動巻線直軸インピーダンスは、表4. 5の電動機端子より見た1相当りのインピーダンスを用いて式(4. 1)～(4. 17)により、また、始動巻線横軸インピーダンスは、式(4. 18)～(4. 22)より分離、決定した。

表4. 4は、ダルトン・カメロン法による界磁巻線インピーダンス、始動巻線直軸（横軸）インピーダンスの分離結果である。

等価回路定数の分離結果を考察すると、4. 3. 3項と同様、界磁巻線の抵抗及び漏れリアクタンスは、正の値となっており、式(4. 12)の条件を十分に満足していることがわかる。また、始動巻線及び界磁巻線の抵抗及び漏れリアクタンスが正の値となるのは、電機子巻線漏れリアクタンスが物理的に妥当な値で算出されているためである。さらに、界磁巻線抵抗は、始動巻線抵抗に比べて1桁小さくなるのが一般的であるが、表4. 4の分離結果はこのことを満足しており、第7章で論ずる始動特性の推定値が実測値とほぼ一致することを示している。

また、ダルトン・カメロン法による等価回路定数の分離結果と単相交流印加法によるそれらと比較すると、ほぼ一致しており、本手法が十分に実用化できることを示している。しかしながら、ダルトン・カメロン法は、単相交流印加法に比べて試験が複雑である。

4.5 まとめ

本章では、始動巻線付き同期電動機の等価回路定数をできるだけ小容量の電源による簡単な静止した等価試験によって、実用上、十分な精度で算出する方法について検討した。

本章で得られた結果を述べると次のとおりである。

(1) 始動巻線付き同期電動機の等価回路定数は、商用試験と単相交流印加法あるいはダルトン・カメロン法を組み合わせることにより分離、決定できる。界磁巻線、始動巻線インピーダンスの分離は、単相交流印加法あるいはダルトン・カメロン法において界磁巻線の外部抵抗を変えて二回実施し、この計測に入力（電力）を加え、その試験結果より行うことができる。

(2) 実機による等価回路定数の分離結果（表4.4）から明かなように単相交流印加法、ダルトン・カメロン法いずれによっても同様の結果を得る。

(3) 単相交流印加法は、ダルトン・カメロン法に比べて試験が簡単である。

(4) 表4.4の等価回路定数を用いた始動特性の推定値は、実測値とほぼ一致しており、これら一連の等価回路定数分離の手法が十分に実用化できる。このことは第7章においてさらに詳しく論ずる。

(5) 電動機端子から見たインピーダンスは、図4.4から明かなように印加電圧の極めて低い状態でもほぼ一定である。このため、試験設備容量は、大容量機において、例えば定格電圧の1/20程度の電圧を加えることにすれば定格電圧印加時のほぼ1/800（皮相容量）となる。等価回路定数の算出は、小容量電源で可能である。

磁気飽和の影響については、対象とする大形電動機が一般に低減電圧で始動すると考えられ、すべりの大きい範囲ではこれが殆どないと推定される。すべりが小さくなって全電圧に切り換え後は、今後、検討を要する課題であると考えてい

る。更に、塊状鉄心あるいは塊状鉄心と始動用かご形巻線を併用する構造の電動機にあっては、等価回路のインピーダンスが電圧及び周波数に強く影響されるが、これについては、さらに第5章で詳しく論ずる。

第 5 章

塊状磁極同期電動機の塊状磁極のインピーダンス特性と単相交流印加法による塊状磁極及び界磁巻線のインピーダンス
算出法

第5章 塊状磁極同期電動機の塊状磁極のインピーダンス特性と単相交流印加法による塊状磁極及び界磁巻線のインピーダンス算出法

5.1 まえがき

工場において中、大容量の塊状磁極同期電動機を実際に始動することなく、比較的簡単な静止した等価試験で、かつ小容量の試験電源で、その始動特性を推定することは、第4章でも述べたように試験工数の低下及び設計の合理化のために必要である。

本章で取り上げる塊状磁極機は、磁極を鍛鋼あるいは鋳鋼で作られ、その塊状磁極中のうず電流によるトルクで始動する。これは、4章で述べた普通のかご形巻線に比べて熱容量が大きく、堅牢なため頻繁に始動を繰り返す重慣性負荷に適している⁽⁹⁾⁽¹⁵⁾。

塊状磁極は、その特性が非線形であり、これに加わる磁束密度および周波数によってリアクタンス、抵抗ともに変化する⁽⁸⁰⁾。文献(25)~(28)、(42)~(44)(81)は、この塊状磁極のインピーダンスを設計の立場から論じている。さらに試験の立場から直、横軸等価回路のインピーダンスを決定する方法についても内外の文献がある⁽³⁵⁾⁻⁽³⁹⁾。

しかしながら、塊状磁極の非線形性を考慮した試験によるインピーダンスの基本式及び前述した簡単な等価試験による界磁巻線回路、塊状磁極回路のインピーダンスの分離について論じたものは見あたらない。

そこで、本章では、塊状磁極のインピーダンスを磁束密度と周波数の関数として表現する方法及びグルトン・カメロン法において巻線軸と磁極軸が同方向あるいは直角方向の特殊な場合である単相交流印加法の試験と商用試験とを組み合わせることにより、直軸及び横軸の等価回路定数を分離、決定する方法について論じる⁽⁵⁵⁾⁻⁽⁵⁷⁾。

5. 2 塊状磁極のインピーダンス特性

5. 2. 1 基本的考え方

塊状磁極のインピーダンス \dot{Z}_K を磁束の浸透深さから類推してギャップ磁束密度 B と周波数 f の関数と考えた。これは、実測の結果からある磁束密度の範囲内でほぼ

$$\dot{Z}_K = r_K' B^{\alpha_1} f^{\beta_1} + j x_K' B^{\alpha_2} f^{\beta_2} \quad (5.1)$$

r_K' 、 x_K' 、 α_1 、 β_1 、 α_2 、 β_2 : 定数

のように近似的に表すことができたので、これを塊状磁極のインピーダンスの基本式とする。

また、磁束密度 B は、実際に測定することが困難であるため、等価的に回転子側に加わる電圧の大きさをその時の周波数 f で除した値、即ち磁束密度 B は、 (E/f) に比例するものとして取り扱っている。したがって次のように表すことも可能である。

$$\dot{Z}_K = r_K'' (E/f)^{\alpha_1} f^{\beta_1} + j x_K'' (E/f)^{\alpha_2} f^{\beta_2} \quad (5.2)$$

r_K'' 、 x_K'' 、 α_1 、 β_1 、 α_2 、 β_2 : 定数

5. 2. 2 等価回路定数の算出法

図5. 1は、界磁巻線短絡、図5. 2は、界磁巻線外部短絡時における静止時の直軸等価回路である。

電機子巻線交流抵抗 r_a 、電機子巻線漏れリアクタンス x_l 及び直軸、横軸励磁リアクタンス x_{ad} 、 x_{aq} は、第2章により求められる。

これら r_a 、 x_l 、 x_{ad} 、 x_{aq} を一定と考え、界磁巻線および塊状磁極の直軸、横軸インピーダンスを以下の方法により分離、決定する。

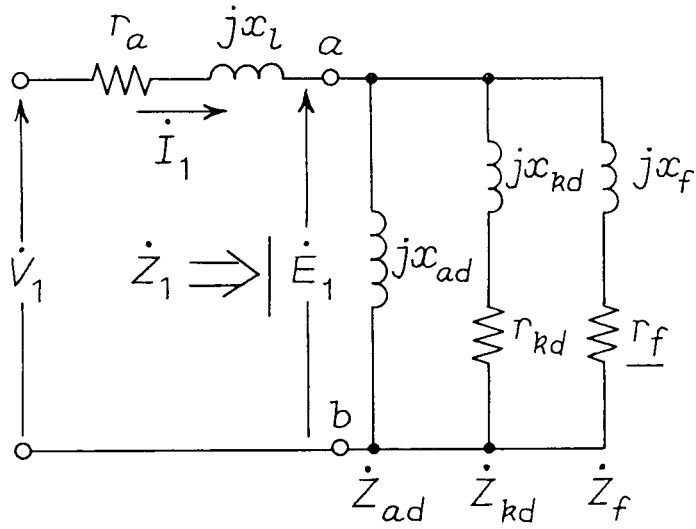


图 5. 1 直轴等值回路 ($R_f=r_f$ 、 $K=1$ 、 $S=1.0$)

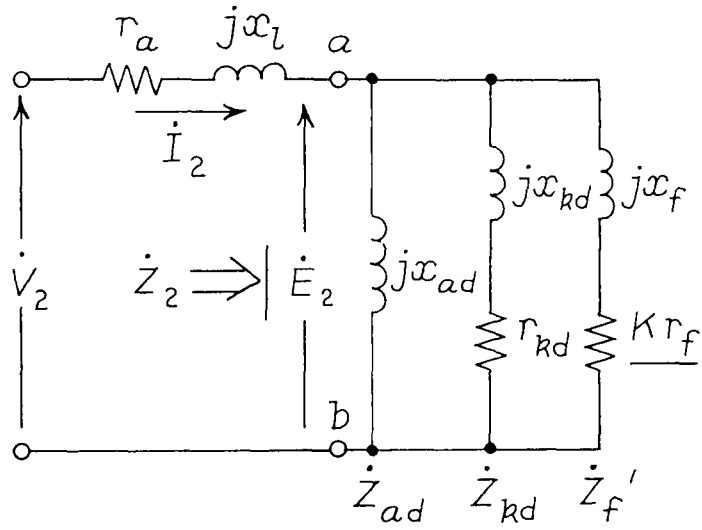


图 5. 2 直轴等值回路 ($R_f = Kr_f$, $S = 1.0$)

(1) 界磁巻線および塊状磁極の直軸インピーダンス

回転子直軸には、界磁巻線と塊状磁極が存在する。塊状磁極は、外部に端子が出ていないので、この二つの未知のインピーダンスを知るには、塊状磁極のインピーダンスが非線形のため図5.1及び図5.2のギャップ電圧 \dot{E}_1 、 \dot{E}_2 の大きさを等しくし、界磁巻線の外部接続の状態を変えて、静止状態（等価回路では $S=1$ とおいた場合）で直軸単相交流印加法を行なわねばならない。その一つを界磁回路の抵抗 R_f が界磁巻線短絡（ $R_f=r_f$ 、 $K=1$ ）、その二つを界磁巻線の抵抗が外部抵抗短絡（ $R_f=Kr_f$ ）とした場合とする。

実測から得られるギャップ $a-b$ 間より見たインピーダンス \dot{Z}_1 、 \dot{Z}_2 は、

界磁回路の抵抗が $R_f=r_f$ の場合

$$\frac{1}{\dot{Z}_1} = \frac{\dot{I}_1}{\dot{E}_1} = \frac{1}{jx_{ad}} + \frac{1}{r_{kd} + jx_{kd}} + \frac{1}{r_f + jx_f} \quad (5.3)$$

界磁回路の抵抗が $R_f=Kr_f$ の場合

$$\frac{1}{\dot{Z}_2} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{E}_2} = \frac{1}{jx_{ad}} + \frac{1}{r_{kd} + jx_{kd}} + \frac{1}{Kr_f + jx_f} \quad (5.4)$$

である。

$$\frac{1}{\dot{Z}_1} - \frac{1}{\dot{Z}_2} \text{ より、}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r_f + jx_f} - \frac{1}{Kr_f + jx_f} &= \frac{r_f - jx_f}{r_f^2 + x_f^2} - \frac{Kr_f - jx_f}{K^2r_f^2 + x_f^2} \\ &= \frac{r_f(K^2r_f^2 + x_f^2) - Kr_f(r_f^2 + x_f^2)}{(r_f^2 + x_f^2)(K^2r_f^2 + x_f^2)} \\ &\quad - \frac{j\{x_f(K^2r_f^2 + x_f^2) - x_f(r_f^2 + x_f^2)\}}{(r_f^2 + x_f^2)(K^2r_f^2 + x_f^2)} \\ &= C_1 + jC_2 \end{aligned} \quad (5.5)$$

となる。式(5.5)で $x_f > 0$ であるから $C_2 < 0$ である。

次に、式(5.5)の両辺の実数部、虚数部を比較すると

$$r_f (K^2 r_f^2 + x_f^2 - K r_f^2 - K x_f^2) = C_1 (r_f^2 + x_f^2) (K^2 r_f^2 + x_f^2) \quad (5.6)$$

$$-x_f (K^2 r_f^2 - r_f^2) = C_2 (r_f^2 + x_f^2) (K^2 r_f^2 + x_f^2) \quad (5.7)$$

となる。

式(5.6)の両辺に C_2 を乗じ、これより、式(5.7)の両辺に C_1 を乗じたものを差し引くことにより

$$\begin{aligned} r_f \{C_2 K (K-1) r_f^2 - C_2 (K-1) x_f^2\} + r_f C_1 (K-1) (K+1) r_f x_f \\ = 0 \end{aligned} \quad (5.8)$$

となる。

$K \neq 1$ 、 $r_f \neq 0$ 、 $x_f \neq 0$ であるから

$$C_2 K r_f^2 - C_2 x_f^2 + C_1 (K+1) r_f x_f = 0 \quad (5.9)$$

となり、両辺を x_f^2 で除すると次式となる。

$$C_2 K (r_f/x_f)^2 + C_1 (K+1) (r_f/x_f) - C_2 = 0 \quad (5.10)$$

式(5.10)において (r_f/x_f) に関する二次方程式を解くと式(5.11)

となる。

$r_f > 0$ 、 $x_f > 0$ 及び $C_2 < 0$ より二次方程式の根の符号は、負となる。

$$\begin{aligned} (r_f/x_f) &= \frac{-C_1 (K+1) - \sqrt{C_1^2 (K+1)^2 + 4C_2^2 K}}{2C_2 K} \\ &= D \end{aligned} \quad (5.11)$$

$$r_f = D x_f \quad (5.12)$$

$$x_f = \frac{-D^2 (K^2 - 1)}{C_2 (1 + D^2) (K^2 D^2 + 1)} \quad (5.13)$$

式(5.12)、(5.13)より、界磁巻線の抵抗及び漏れリアクタンスが求められる。

塊状磁極直軸の抵抗及び漏れリアクタンスは、次式によって求められる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{\dot{Z}_{kd}} &= \frac{1}{r_{kd} + j x_{kd}} \\ &= \frac{A_1 - j A_2}{A_1^2 + A_2^2} = \frac{1}{\dot{Z}_d} - \frac{1}{\dot{Z}_f'} \\ &= E_1 - j E_2 \end{aligned} \quad (5.14)$$

$$r_{kd} = E_1 / (E_1^2 + E_2^2) \quad (5.15)$$

$$x_{kd} = E_2 / (E_1^2 + E_2^2) \quad (5.16)$$

(2) 塊状磁極の横軸インピーダンス

図5.3は、静止時の横軸等価回路である。

回転子横軸には塊状磁極のみが存在する。静止状態で横軸単相交流印加法によってギャップより見たインピーダンスは、

$$\frac{1}{\dot{Z}_3} = \frac{\dot{I}_3}{\dot{E}_3} = \frac{1}{j x_{aq}} + \frac{1}{r_{kq} + j x_{kq}} \quad (5.17)$$

となる。次に、 \dot{Z}_3 、 $j x_{aq}$ は、既に求められているので

$$\begin{aligned} \frac{1}{\dot{Z}_{kq}} &= \frac{1}{r_{kq} + j x_{kq}} = \frac{1}{\dot{Z}_3} - \frac{1}{j x_{aq}} \\ &= G_1 - j G_2 \end{aligned} \quad (5.18)$$

の関係から G_1 、 G_2 が求められる。

塊状磁極の横軸インピーダンスは、

$$r_{kq} = \frac{G_1}{G_1^2 + G_2^2} \quad (5.19)$$

$$x_{kq} = \frac{G_2}{G_1^2 + G_2^2} \quad (5.20)$$

と分離される。

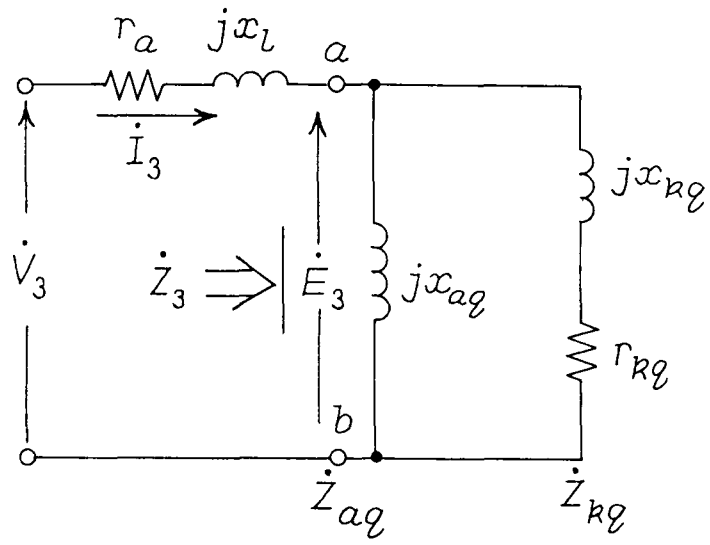


图 5. 3 横轴等值回路 ($S=1.0$)

5. 2. 3 塊状磁極のインピーダンスの反復計算

第7章で論ずる始動特性計算のための等価回路上での塊状磁極は、図5. 4及び図5. 5の $(R_{kd}/S + jX_{kd}/S)$ 、 $(R_{kq}/S + jX_{kq}/S)$ で表されるが、実際にはすべり S の場合、周波数 Sf で電圧 SE_d (SE_q) が印加されている。

これは、誘導機の等価回路の場合から容易に類推できる。したがって 5. 2. 1項より塊状磁極の直軸、横軸抵抗 R_{kd} 、 R_{kq} 、塊状磁極の直軸、横軸漏れリアクタンス X_{kd} 、 X_{kq} は、次式で表現される。

$$\begin{aligned} R_{kd} &= r_{kd} \left(\frac{SE_d/Sf}{E_{d0}/f} \right) \alpha_{11} \left(\frac{Sf}{f} \right) \beta_{11} \\ &= r_{kd} (E_d/E_{d0})^{\alpha_{11}} (S)^{\beta_{11}} \end{aligned} \quad (5.21)$$

$$\begin{aligned} X_{kd} &= x_{kd} \left(\frac{SE_d/Sf}{E_{d0}/f} \right) \alpha_{12} \left(\frac{Sf}{f} \right) \beta_{12} \\ &= x_{kd} (E_d/E_{d0})^{\alpha_{12}} (S)^{\beta_{12}} \end{aligned} \quad (5.22)$$

$$\begin{aligned} R_{kq} &= r_{kq} \left(\frac{SE_q/Sf}{E_{q0}/f} \right) \alpha_{21} \left(\frac{Sf}{f} \right) \beta_{21} \\ &= r_{kq} (E_q/E_{q0})^{\alpha_{21}} (S)^{\beta_{21}} \end{aligned} \quad (5.23)$$

$$\begin{aligned} X_{kq} &= x_{kq} \left(\frac{SE_q/Sf}{E_{q0}/f} \right) \alpha_{22} \left(\frac{Sf}{f} \right) \beta_{22} \\ &= x_{kq} (E_q/E_{q0})^{\alpha_{22}} (S)^{\beta_{22}} \end{aligned} \quad (5.24)$$

ただし、

S : すべり

f : 等価回路定数分離時の周波数

E_{d0} 、 E_{q0} : 直、横軸の等価回路定数分離時におけるギャップ電圧

r_{kd} 、 r_{kq} : 直、横軸ギャップ電圧 E_{d0} 、 E_{q0} における塊状磁極の抵抗

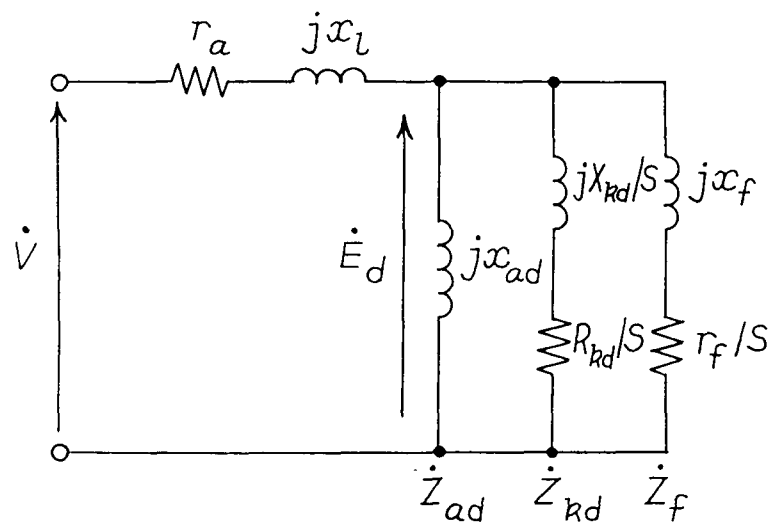


图 5. 4 直轴等值回路

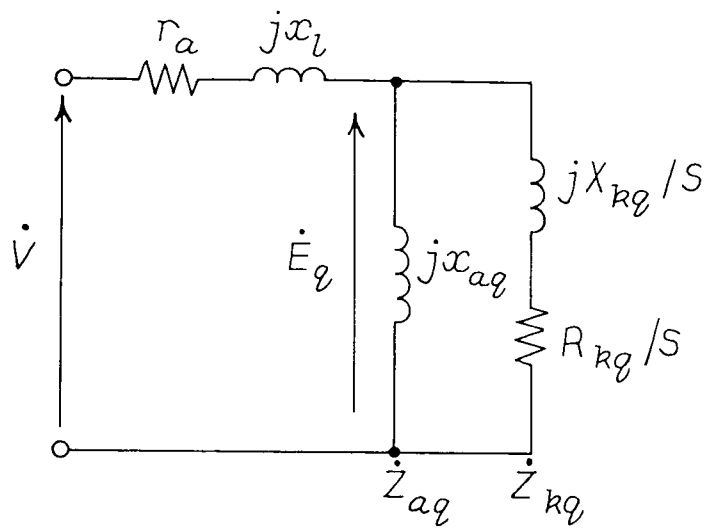


图 5. 5 横轴等值回路

X_{kd} 、 X_{kq} : 直、横軸ギャップ電圧 E_{d0} 、 E_{q0} における塊状磁極の漏れリアクタンス

5. 3 単相交流印加法による等価回路定数の算出及び塊状磁極特性

等価回路定数及び塊状磁極特性は、被試験機として表 5. 1 に示す塊状磁極突極形同期電動機を使用し、単相交流印加法により求めた。

5. 3. 1 電動機端子より見た 1 相当りのインピーダンス

塊状磁極のインピーダンスおよび界磁巻線インピーダンスを分離する試験である直軸単相交流印加法は、図 5. 6 の回路を構成し、界磁巻線に誘導する電流が最大となる位置に回転子を固定する。この状態で界磁回路を短絡あるいは外部抵抗で短絡し、いずれの場合もギャップ電圧（図 5. 1、図 5. 2 の \dot{E}_1 、 \dot{E}_2 ）の大きさが等しくなるように U-V 間に印加する単相の交流電圧を調整する。このときの電圧、電流および入力を測定する。また、横軸単相交流印加法は、誘導電流がほぼ零となる位置に回転子を固定し、同様の測定をする。

表 5. 2 は、単相交流印加法による測定値及び電動機端子より見た 1 相当りのインピーダンスの大きさ、抵抗、リアクタンスである。

電動機端子から見た 1 相当りのインピーダンスは、表 5. 2 を用いて、 \dot{Z}' （直軸 $\dot{Z}' = R' + jX'$ 、 $R_f = r_f$ ）、 \dot{Z}'' （直軸 $\dot{Z}'' = R'' + jX''$ 、 $R_f = 10r_f$ ）、 \dot{Z}''' （横軸 $\dot{Z}''' = R''' + jX'''$ ）で表現される。

三相印加時の試験容量（皮相電力）に対する直、横軸単相交流印加法の試験容量は、4. 3. 2 項と同様、以下の方法により求めることができる。

三相印加時の皮相電力 S_1 (VA)

$$S_1 = V_1^2 / Z \quad (5.25)$$

表 5. 1 塊状磁極突極形同期電動機仕様

相数	3	ギャップ (平等)	5.0 (mm)
定格容量	10 (kW)	1 極の界磁巻回数 N_f	378 (回)
定格電圧 V_n	200 (V)	界磁並列回路数 a_f	1
定格電流 I_n	31.9 (A)	電機子巻線直列有効導体数 Z_e	177.2 (本)
周波数	50 (Hz)	$A d_1$	0.9613
極数 P	4	A_1	1.125

をだし、本論文においては、基準電流値を 28.87(A), 10(kVA) 相当としている。

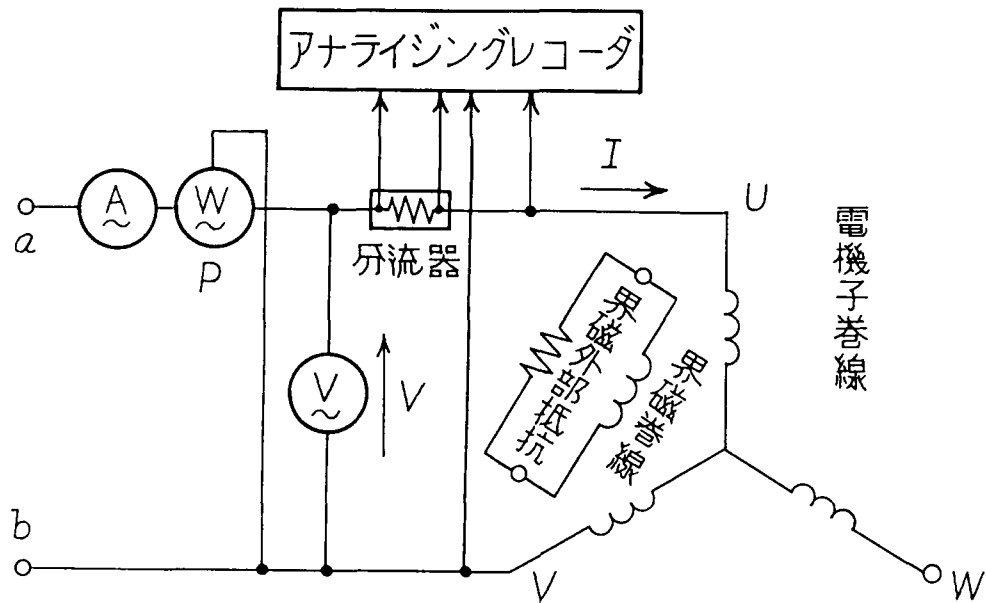


図5. 6 単相交流印加法及び塊状磁極特性の測定回路

表5. 2 単相交流印加法による電動機端子より見た
1相当たりのインピーダンス

回転子の固定位置		直軸 (d 軸)		横軸 (q 軸)
測定値	ギャップ電圧 (V)	30.02	30.02	30.02
	界磁抵抗 R_f (Ω)	$R_f = r_f, 8.15$	$R_f = 10 r_f, 81.5$	$R_f = r_f, 8.15$
	電機子電流 I (A)	33.00	25.95	9.750
	端子電圧 V (V)	62.10	55.30	40.20
	入力 P (W)	525.0	661.5	103.5
測定値からの計算	Z', Z'' (Ω)	$Z' 0.9409$	$Z'' 1.066$	————
	R', R'' (Ω)	$R' 0.2410$	$R'' 0.4912$	————
	X', X'' (Ω)	$X' 0.9095$	$X'' 0.9461$	————
	Z''' (Ω)	————	————	2.062
	R''' (Ω)	————	————	0.5444
	X''' (Ω)	————	————	1.989

注) (1) r_f : 界磁巻線抵抗 (Ω)

(2) 上記 Z', Z'', Z''' はインピーダンスの絶対値である。

V_1 : 線間電圧 (V)

Z : 1相当りのインピーダンス (Ω)

単相印加時 (単相交流印加法) の皮相電力 S_2 (VA)

$$S_2 = V_2^2 / (2Z) \quad (5.26)$$

V_2 : 線間電圧 (V)

Z : 1相当りのインピーダンス (Ω)

S_2/S_1 より

$$(S_2/S_1) = \frac{1}{2} \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^2 \quad (5.27)$$

となる。

表5. 2の単相交流印加法の試験時における試験電圧 V_2 の最大は、62.10(V)である。この時の試験設備容量は、定格電圧 ($V_1=200$ V) 印加時に対して式(5. 27)より、ほぼ4.8(%)となる。

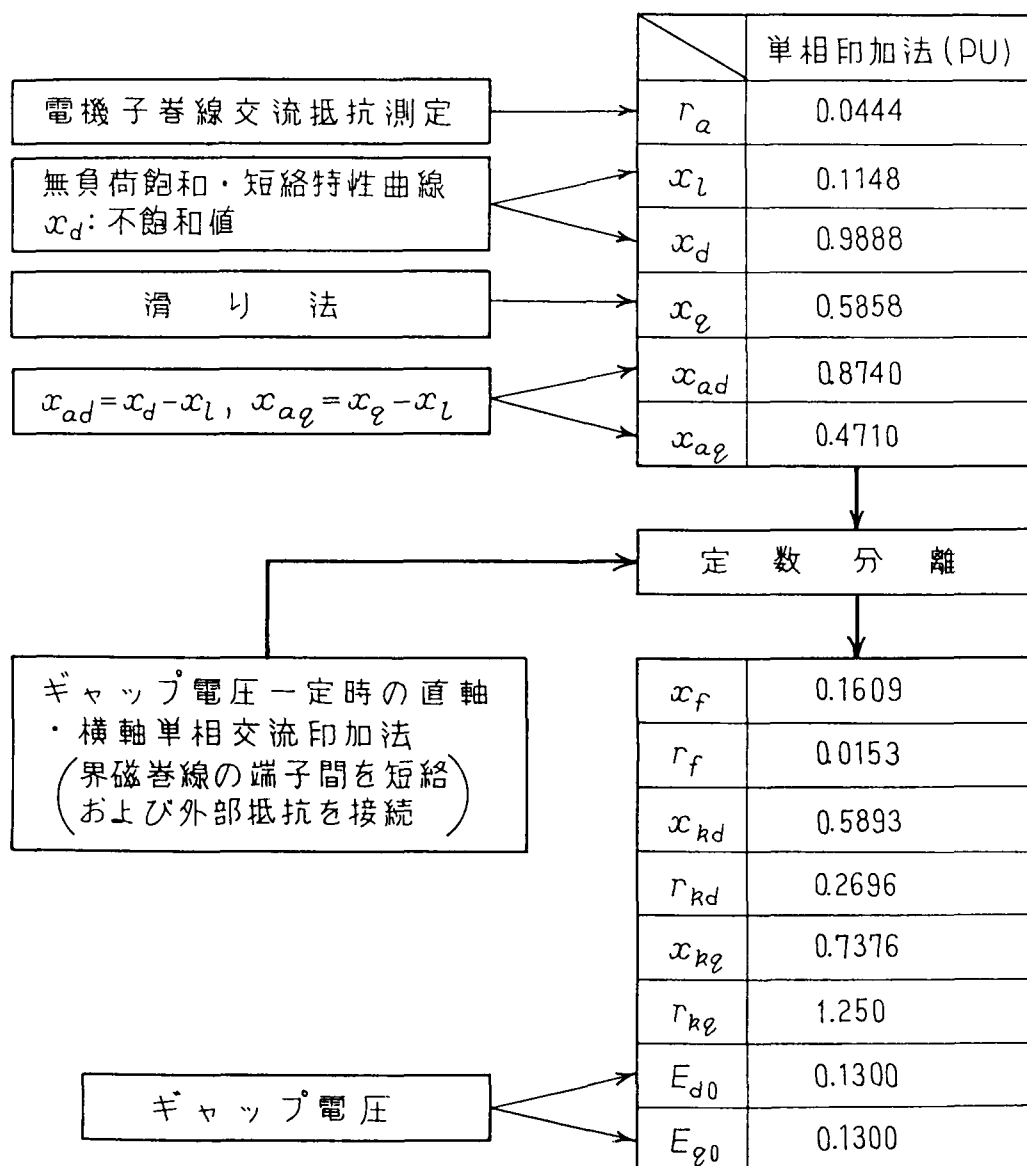
5. 3. 2 等価回路定数の算出結果と考察

表5. 3は、表5. 1の塊状磁極突極形同期電動機のギャップ電圧の大きさが0.1300 (PU)における直、横軸等価回路定数である。

電機子巻線交流抵抗 r_a 、電機子巻線漏れリアクタンス x_l は、2. 4. 1項、直軸励磁リアクタンス x_{ad} は、2. 3. 1項の無負荷飽和・三相短絡特性試験より求められる直軸同期リアクタンス x_d (不飽和値) から電機子巻線漏れリアクタンスを差し引くこと、横軸励磁リアクタンス x_{aq} は、2. 3. 2項の滑り法により求められる横軸同期リアクタンス x_q から電機子巻線漏れリアクタンスを差し引くことにより求めた。

表5. 3の塊状磁極直軸及び横軸の抵抗、漏れリアクタンス、界磁巻線の抵抗、

表5. 3 単相交流印加法によるギャップ電圧0.1300 (PU) における
等価回路定数の分離結果



漏れリアクタンスは、表 5. 2 の測定値を用いて式 (5. 3) ~ (5. 20) により分離、決定した。

表 5. 3 を考察すると、界磁巻線の抵抗及び漏れリアクタンスは、正の値となっており、式 (5. 11) の条件を十分に満足していることがわかる。また、界磁巻線及び塊状磁極の抵抗、漏れリアクタンスが正の値となるのは、電機子巻線漏れリアクタンスが物理的に妥当な値で算出されているためである。さらに、界磁巻線抵抗は、塊状磁極の抵抗に比べて 1 桁小さくなるのが一般的であるが、表 5. 3 の分離結果はこのことを満足しており、第 7 章で論ずる始動特性の推定値が実測値とほぼ一致することを示している。

5. 3. 3 塊状磁極特性の推定法

塊状磁極特性試験は、塊状回転子を直軸（界磁巻線開放）あるいは横軸の位置に固定し、ベクトル制御された誘導電動機で駆動される同期発電機を電源としてその出力を図 5. 6 の $a-b$ 間に接続する。

周波数は、駆動機の回転数を変化（ 50Hz は、商用電源を使用）させ、また電圧は、同期発電機の界磁電流を調節する。

各周波数における電圧、電流（分流器）は、アナライジングレコーダで取り込み、これより電力を求める。

各周波数における 1 相当りの塊状磁極の抵抗、漏れリアクタンスは、図 5. 1、図 5. 3 及び表 5. 3 を用いて分離し、両対数で目盛った。

図 5. 7 は、周波数 f をパラメータにした（ギャップ電圧（相電圧） $E_d /$ 周波数 f ）（磁束密度）- 塊状磁極の直軸抵抗、図 5. 8 は、 (E_d / f) - 塊状磁極の直軸リアクタンス、図 5. 9 は、周波数をパラメータにした (E_q / f) - 塊状磁極の横軸抵抗、図 5. 10 は、 (E_q / f) - 塊状磁極の横軸リアクタンスである。それぞれ○印が周波数 $f = 50\text{Hz}$ 、×印が $f = 40\text{Hz}$ 、●印が $f = 30\text{Hz}$ 、

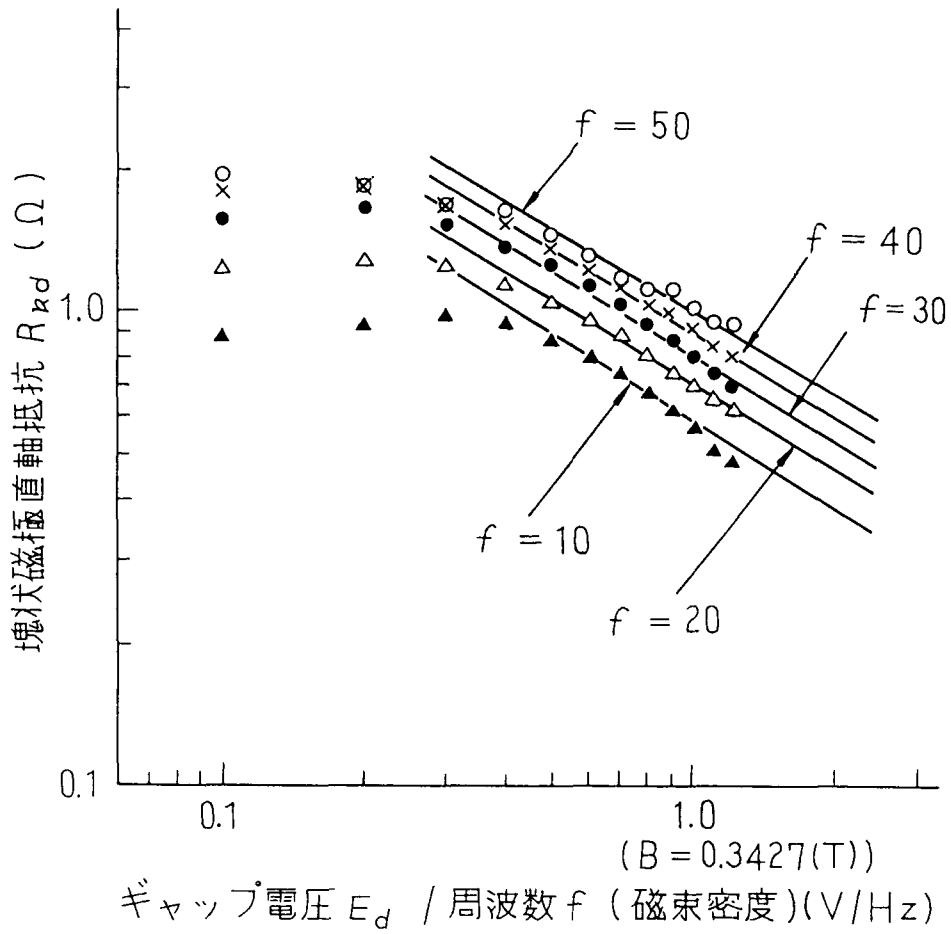


図5. 7 (ギャップ電圧/周波数) - 塊状磁極の直軸抵抗特性

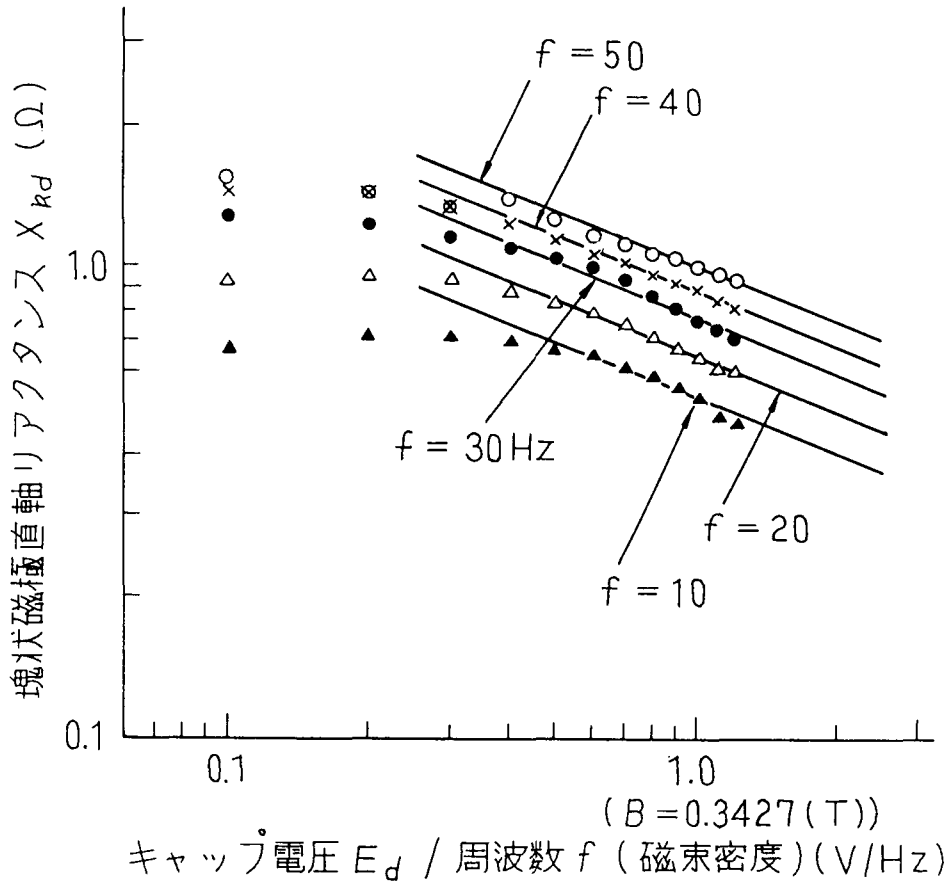


図5. 8 (ギャップ電圧/周波数) - 塊状磁極の直軸リアクタンス特性

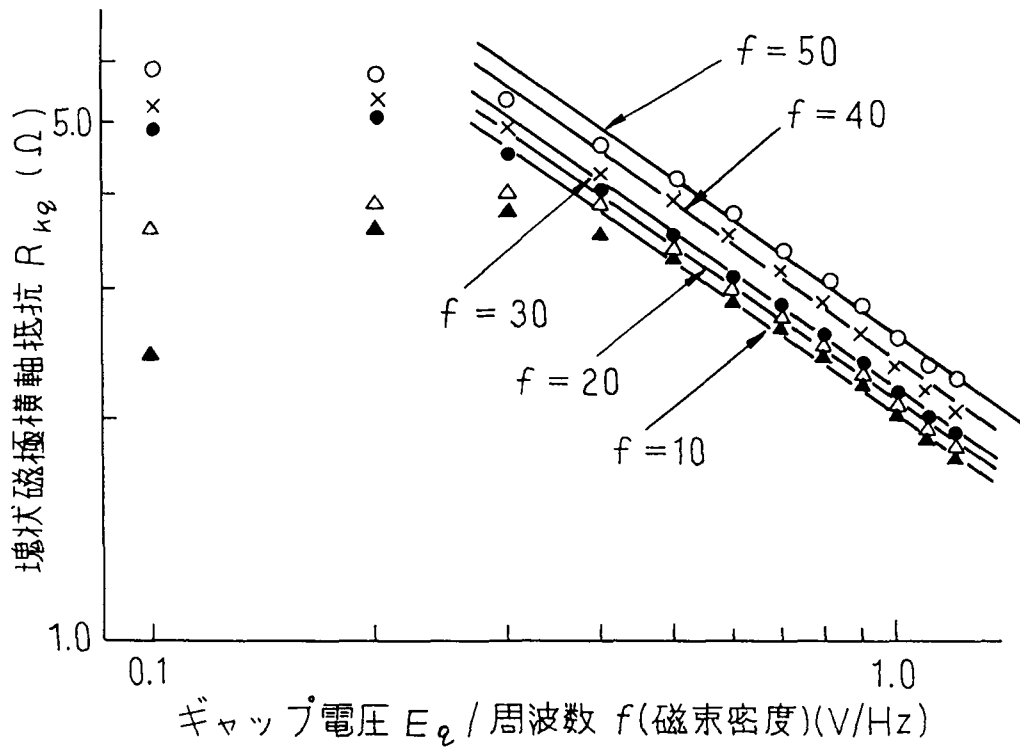


図5.9 (ギャップ電圧/周波数) - 塊状磁極の横軸抵抗特性

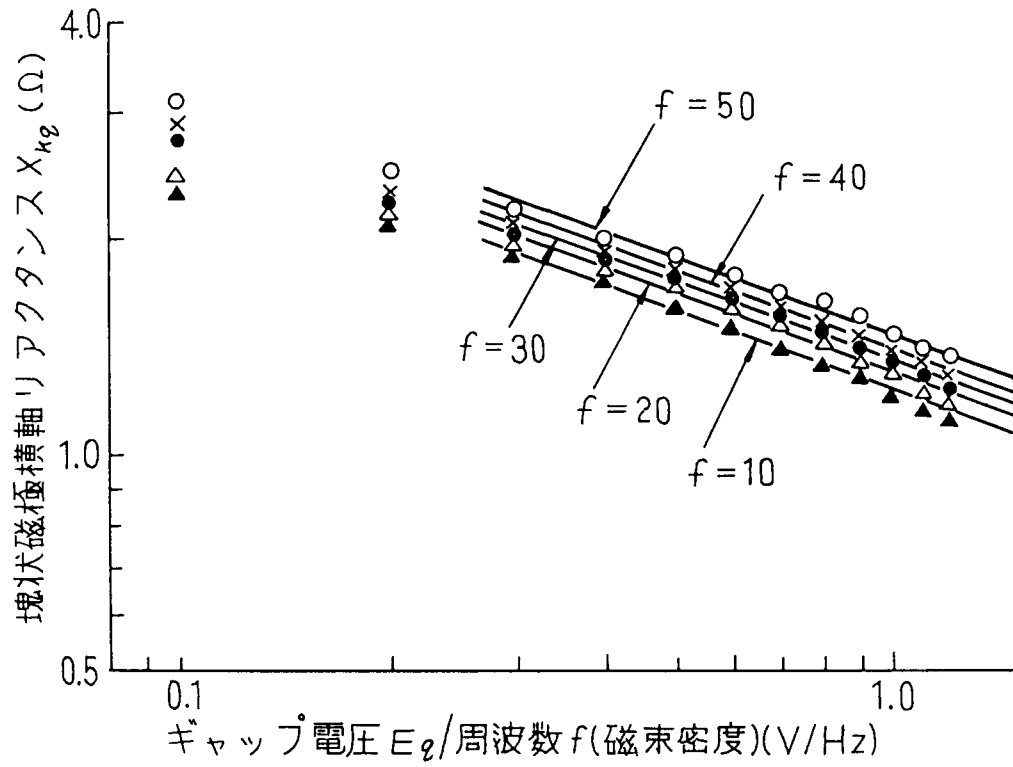


図5. 10 (ギャップ電圧/周波数) - 塊状磁極の横軸リアクタンス特性

△印が $f = 20Hz$ 、▲印が $f = 10Hz$ における実測値であり、実線は、各インピーダンスが最大値を取る (E/f) より大きな範囲を直線で近似した場合である。

表 5. 4 は、表 5. 1 の塊状磁極突極形同期電動機の塊状磁極特性である。

表 5. 4 の α_{11} 、 α_{12} 、 α_{21} 、 α_{22} は、式 (5. 21) ~ (5. 24) の磁束密度に対する指数であり、図 5. 7 ~ 図 5. 10 より決定した。

また、表 5. 4 の β_{11} 、 β_{12} 、 β_{21} 、 β_{22} は、図 5. 7 ~ 図 5. 10 で各 (E/f) における塊状磁極のインピーダンスを読み取り、(E/f) をパラメータとし、横軸を周波数 (滑り)、縦軸を塊状磁極のインピーダンスとして両対数で目盛り、決定した。

直軸でのギャップ電圧 (相電圧) E_d / 周波数 f に対応するギャップ磁束密度 (最大値) B は、次式によって求められる。

$$\phi = \frac{(E/f)}{4.44NK_w} \quad (5.28)$$

ϕ : 磁気装荷 (w_b)

NK_w : 有効巻回数 88.6 (回)

式 (5. 28) で $E/f = 1.0 (V/Hz)$ における磁気装荷 ϕ を求めると、

$\phi = 2.542 \times 10^{-3} (wb)$ となる。これを次式に代入すると、

$$B_{gm} = \frac{\pi \phi}{2\tau L} \times 10^6 \quad (5.29)$$

τ : 極弧の長さ 116.5 (mm)

L : 鉄心長 100.0 (mm)

B_{gm} : ギャップ磁束密度 (T)

ギャップ磁束密度 B は、 $B = 0.3427 (T)$ と計算される。

表 5. 4 塊狀磁極特性

d 軸	α_{11}	- 0.593	β_{11}	0.315
	α_{12}	- 0.405	β_{12}	0.383
q 軸	α_{21}	- 0.668	β_{21}	0.164
	α_{22}	- 0.362	β_{22}	0.124

5. 4 塊状磁極特性の考察

図5. 7～図5. 10から求めた表5. 4の α 、 β は、直軸、横軸で異なっている。これらが一致しないのは、塊状磁極を流れる電流経路の相違によるものと考えている。

表5. 4の塊状磁極特性の傾向の妥当性を実証するために以下の検討を行った。

5. 4. 1 塊状磁極のインピーダンスと周波数の関係

塊状磁極を線形と仮定した場合の各周波数における塊状磁極のインピーダンス \dot{Z} は、

$$\dot{Z} = K_1 \sqrt{f} \quad (5.30)$$

K_1 : 定数

で表され、周波数 f の0.5乗に比例する⁽⁴³⁾⁽⁸⁰⁾。

次に、供試機の各周波数における塊状磁極のインピーダンスは、図5. 7～図5. 10の(ギャップ電圧/周波数)－塊状磁極のインピーダンス特性において(ギャップ電圧/周波数)を一定と置くことによって求められる。

表5. 5は、周波数 $f=50\text{Hz}$ 時の塊状磁極の抵抗及び漏れリアクタンスを1.0と置いたときのインピーダンス特性である。供試機の塊状磁極インピーダンスは、抵抗及び漏れリアクタンスとも周波数に対して反比例し、線形と仮定した場合と同様の傾向を示している。

表 5. 5 塊状磁極のインピーダンスと周波数の関係

周波数 (Hz)	インピーダンス z ($E/f=1.0$)				
	線形の場合	塊状磁極の場合			
		R_{kd}	X_{kd}	R_{kg}	X_{kg}
50	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
40	0.894	0.890	0.889	0.923	0.959
30	0.775	0.790	0.778	0.846	0.925
20	0.632	0.690	0.646	0.807	0.890
10	0.447	0.580	0.535	0.769	0.849

5. 4. 2 塊状磁極のインピーダンスとギャップ電圧／周波数（磁束密度） の関係

塊状磁極のインピーダンスは、塊状磁極を線形と仮定した場合、透磁率が一定のため（ギャップ電圧／周波数）（＝磁束密度）に関係なく一定である。

次に、塊状磁極を角形特性⁽⁸²⁾と仮定した場合、これの $B-H$ 特性は、図5. 11となり僅かの起磁力で飽和磁束密度 B_s に達する（透磁率が零）。塊状磁極への磁束の浸透深さ δ は、ギャップの磁束密度 B が増加するに従い大きくなり、塊状磁極のインピーダンスは小さくなる。

塊状磁極のインピーダンス \dot{Z} は、

$$\dot{Z} = K_2 \frac{1}{B} \quad (5.31)$$

K_2 ：定数

で表され、磁束密度 B に反比例する。

一方、供試機の各磁束密度における塊状磁極のインピーダンスは、図5. 7～図5. 10の（ギャップ電圧／周波数）－塊状磁極のインピーダンス特性において周波数を一定と置くことによって求められる。

表5. 6は、磁束密度 $B=0.4$ を1.0と置いたときの周波数 50Hz における各インピーダンスである。

一般に塊状磁極のインピーダンス特性は、塊状磁極を線形と仮定した場合と角形特性と仮定した場合の間にあると考えられるが、表5. 6の結果はこのことを満足している。

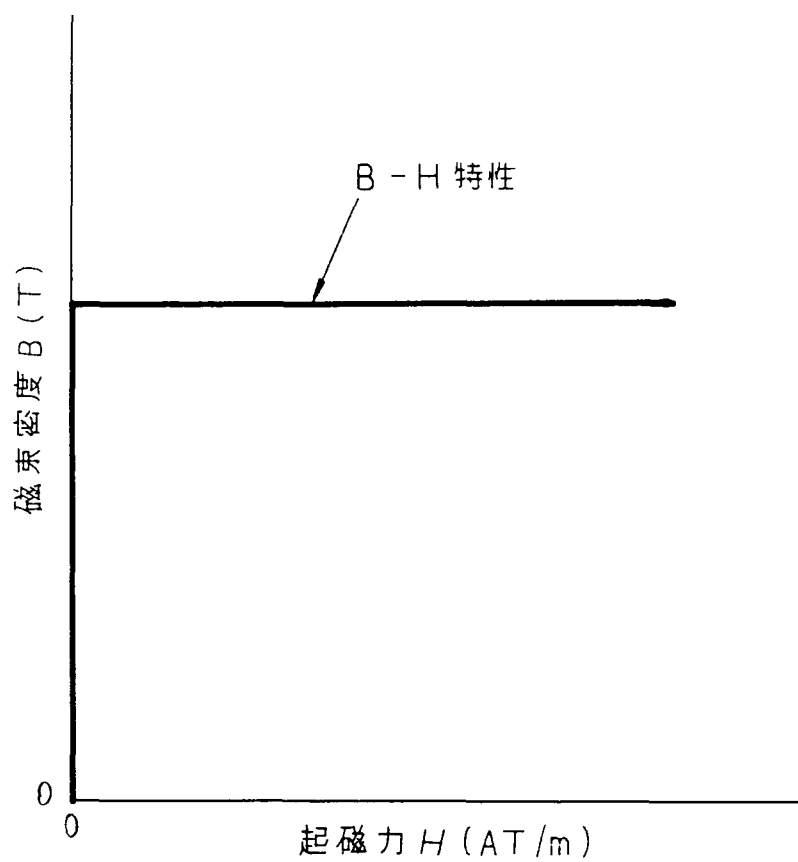


図5. 11 角形鉄心の $B-H$ 特性

表5.6 塊状磁極のインピーダンスと磁束密度
(ギャップ電圧/周波数)の関係

磁束密度 E/f (V/Hz)	インピーダンス Z ($f=50$)					
	線形の場合	塊状磁極の場合				角形特性の場合
		R_{kd}	X_{kd}	R_{kg}	X_{kg}	
0.4	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
0.5	1.0	0.882	0.909	0.857	0.927	0.800
0.6	1.0	0.788	0.853	0.755	0.854	0.667
0.7	1.0	0.718	0.797	0.673	0.810	0.571
0.8	1.0	0.659	0.755	0.622	0.780	0.500
0.9	1.0	0.618	0.727	0.571	0.756	0.444
1.0	1.0	0.588	0.692	0.531	0.712	0.400

5.5 まとめ

本章では、塊状磁極同期電動機の塊状磁極のインピーダンスを周波数及び磁束密度の関数として実測値より表現する方法及び等価回路定数算出法について論じた。

本章で得られた結果を述べると次のとおりである。

(1) 塊状磁極のインピーダンスは、(ギャップ電圧 E / 周波数 f) (= 磁束密度) と周波数の関数として表現することができる。

このことは、第7章でもさらに詳しく論ずるが、表5.3の等価回路定数及び表5.4の塊状磁極特性を用いた始動特性の推定値が実測値とほぼ一致することより明かとなる。

(2) 等価回路定数は、商用試験とギャップ電圧を一定とする単相交流印加法を組み合わせることにより分離、決定することができる。単相交流印加法は、ダルトン・カメロン法において巻線軸と磁極軸が同方向あるいは直角方向の特殊な場合である。

(3) 表5.2の単相交流印加法の試験設備容量の最大は、定格電圧(200 V)印加時のほぼ4.8%である。したがって塊状磁極同期電動機の等価回路定数は、小容量の電源によって算出できる。

なお、塊状磁極特性は、なるべく広い範囲の印加電圧について測定し、決定するのが理想的であるが、第7章で言及するようにその精度の若干の低下は許容される。したがって今後、これの測定例を集積して標準値を設定することが可能と考えられ、この際は極めて小容量の電源で塊状磁極特性が決定される。

第 6 章

直流試験法による同期電動機の電機子巻
線端子から見た各周波数における
インピーダンスの算出法

第6章 直流試験法による同期電動機の電機子巻線端子から見た各周波数におけるインピーダンスの算出法

6.1 まえがき

中、大容量の同期電動機の電機子巻線の端子から見たインピーダンスを小容量で、しかも簡単な試験によって精度よく算出することができれば第5、6章で論じた等価回路定数を分離することなく第7章で論ずる始動特性を推定することができ、試験設備の小容量化、同期電動機本体、工場内配線、保護装置、制御装置等の設計の合理化につながる。

電機子巻線の端子から見たインピーダンスを算出する方法としては、静止周波数応答法があり、数多くの文献⁽⁴⁰⁾⁽⁴⁴⁾⁽⁴⁶⁾⁽⁴⁷⁾によってこれらが論じられている。

また、これらインピーダンスを用いて等価回路定数を算出する方法⁽⁵⁰⁾⁽⁵¹⁾についても検討されている。

静止周波数応答法は、同期電動機の二相間に可変周波数電源を接続し、周波数を変化させそのときの電圧、電流、入力を測定し、この測定値から各周波数における端子から見たインピーダンスを求め、電機子巻線直流抵抗を差し引き、滑りで除することにより演算子インピーダンスを算出する方法である。

この試験から求められる各周波数におけるインピーダンスは、電源周波数のとき回転子が静止していることに対応し、周波数が低くなるに従って同期速度（すべりが零）に近づくことになる。

同期電動機の公称引き入れトルクは、5%の滑りにおいて利用できるトルクであり、演算子インピーダンスは周波数 2.5Hz に相当する。この周波数以下での測定は、始動特性を精度良く推定する上で重要となる。このためには 0.5Hz 程度まで可変できる電源が必要となり、試験設備がおおがかりとなる。

これに対して文献(51)の直流減衰法は、二相間に直流の一定電流を流した後、二相間を短絡し、減衰電流を測定する。次にこの電流の時間的減衰をプロットし、減衰電流を分離し、その大きさと開路過渡時定数、開路初期過渡時定数、短絡過渡時定数、短絡初期過渡時定数などを求め、直軸及び横軸の同期リアクタンス、直軸過渡リアクタンス、直軸及び横軸の初期過渡リアクタンスを求める方法である⁽⁴⁵⁾⁽⁴⁹⁾。この方法は、小容量の電源で簡単にこれを行うことができる利点があるが、時定数の決定方法及び測定精度の向上が不可欠となる。

これら静止周波数応答法あるいは直流減衰法に関する文献には、演算子インピーダンスあるいは等価回路定数を用いて始動特性を推定し、実測値と比較・検討したものが見当たらない。

そこで本章では、同期電動機の電機子巻線の端子から見た各周波数における直軸及び横軸のインピーダンスが前述した減衰電流をフーリエ変換することによって実用上、十分な精度で求められる（以下、この方法を直流試験法と呼ぶ）ことを論じ、この方法が実用化できることを明らかにする⁽⁵⁸⁾⁽⁵⁹⁾。

6.2 周波数特性算出のための理論構成

6.2.1 シグナム関数のフーリエ変換

特殊関数のフーリエ変換の公式によれば、図6.1のような関数 ($sgnt$) のフーリエ変換 $F_{sgnt}(\omega)$ は、

$$F_{sgnt}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} sgnt \varepsilon^{-j\omega t} dt$$

$$= 2/j\omega \tag{6.1}$$

ただし、 ω : 角周波数 (rad/sec)

t : 時刻 (sec)

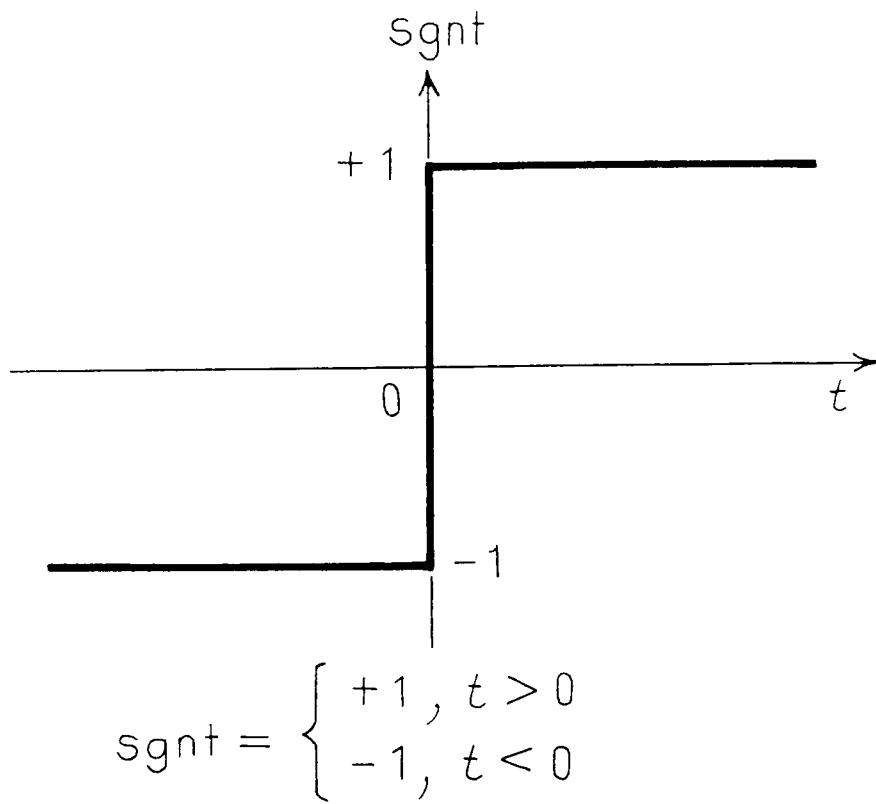


図6.1 シグナム関数

となる⁽⁸³⁾⁽⁸⁴⁾。

次に、式(6.1)のフーリエ逆変換は、

$$s g n t = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{s g n t}(\omega) \varepsilon^{j\omega t} d\omega \quad (6.2)$$

となり、式(6.2)に式(6.1)を代入することにより、式(6.3)が得られる。

$$s g n t = \int_{-\infty}^{+\infty} (1/j\pi\omega) \varepsilon^{j\omega t} d\omega \quad (6.3)$$

この $s g n t$ 関数は、式(6.3)より $(1/(j\pi\omega)) \varepsilon^{j\omega t}$ (ω の範囲は、 $-\infty \sim +\infty$)なる無数の交流を重ね合わせたものである。

6.2.2 各周波数におけるインピーダンスを算出するための理論式の導出

(1) 電圧波形 $v(t)$ のフーリエ変換

図6.2のR-L直列回路においてスイッチSWを接点a側に閉じ、直流電圧 V_{DC} を印加する。負荷(R、L)を流れる電流が定常状態(I_{DC})になった後、時刻 $t=0.0$ (sec)において、SWを接点a側から接点b側に切り換える。切り換え時のアーク電圧を無視すれば電圧 v 及び電流 i の変化は図6.3、図6.4となる。図6.3を図6.1と比較すると $v(t)$ は、

$$v(t) = (-V_{DC}/2) s g n t + V_{DC}/2 \quad (6.4)$$

となり、式(6.4)に式(6.3)を代入すると、

$$v(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} (jV_{DC}/(2\pi\omega)) \varepsilon^{j\omega t} d\omega + V_{DC}/2 \quad (6.5)$$

となる。式(6.5)の右辺は、無数の交流電圧(第1項の被積分関数)と直流電圧(第2項)を合成したものである。

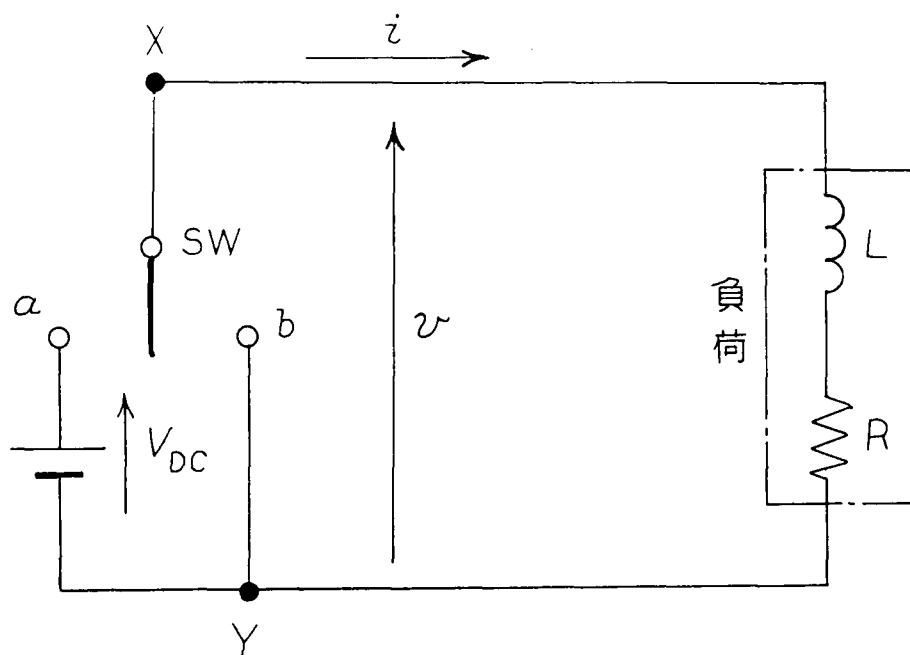


图 6. 2 直流試驗法基本回路

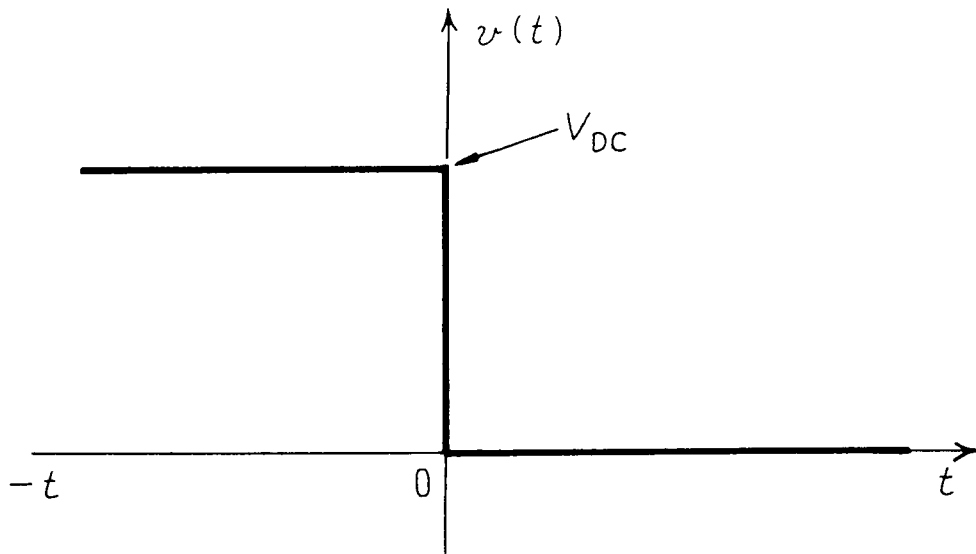


図 6. 3 電圧の変化

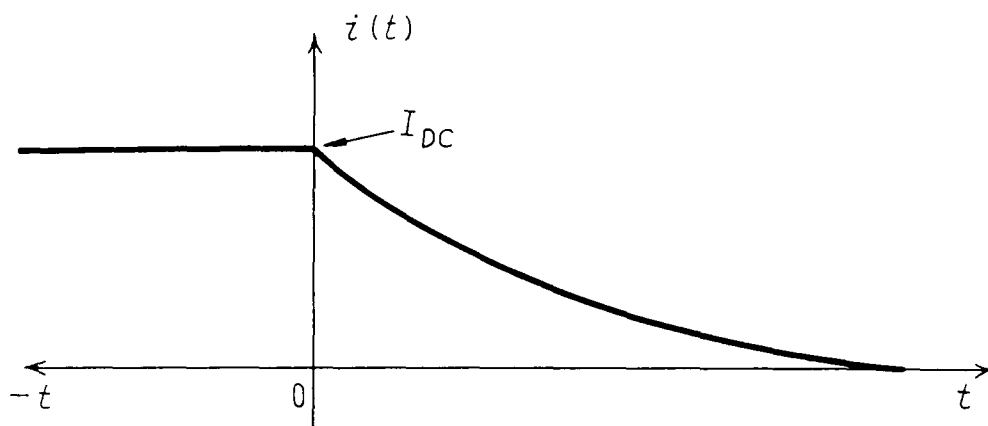


図 6. 4 電流の変化

(2) 電流波形 $i(t)$ のフーリエ変換

図6.4の電流波形 $i(t)$ は、図6.5の $i_P(t)$ と図6.6の $i_N(t)$ に分解して考えることができる。これらに $i_P(t)$ 、 $i_N(t)$ についてフーリエ変換を行なうと $i_P(t)$ は、式(6.5)と同様に考えることができ、式(6.6)となる。

$$i_P(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} (j I_{DC} / (2\pi\omega)) \varepsilon^{j\omega t} d\omega + I_{DC}/2 \quad (6.6)$$

次に、 $i_N(t)$ は、このフーリエ変換を $F_N(\omega)$ とすれば、

$$F_N(\omega) = \int_{-\infty}^0 i_N(t) \varepsilon^{-j\omega t} dt + \int_0^{+\infty} i_N(t) \varepsilon^{-j\omega t} dt \quad (6.7)$$

となり、 $t < 0$ で $i_N(t) = 0$ より式(6.7)は、式(6.8)となる。

$$F_N(\omega) = \int_0^{+\infty} i_N(t) \varepsilon^{-j\omega t} dt \quad (6.8)$$

式(6.8)をフーリエ逆変換すると、

$$i_N(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\pi} \left(\int_0^{+\infty} i_N(t) \varepsilon^{-j\omega t} dt \right) \varepsilon^{j\omega t} d\omega \quad (6.9)$$

となり、式(6.6)および式(6.9)より $i(t)$ は、

$$\begin{aligned} i(t) &= i_P(t) + i_N(t) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\pi} \left(\int_0^{+\infty} i_N(t) \varepsilon^{-j\omega t} dt + \frac{j I_{DC}}{\omega} \right) \varepsilon^{j\omega t} d\omega + \frac{I_{DC}}{2} \quad (6.10) \end{aligned}$$

となる。式(6.10)の右辺は、無数の交流電流(第1項の被積分関数)と直流電流(第2項)を合成したものである。

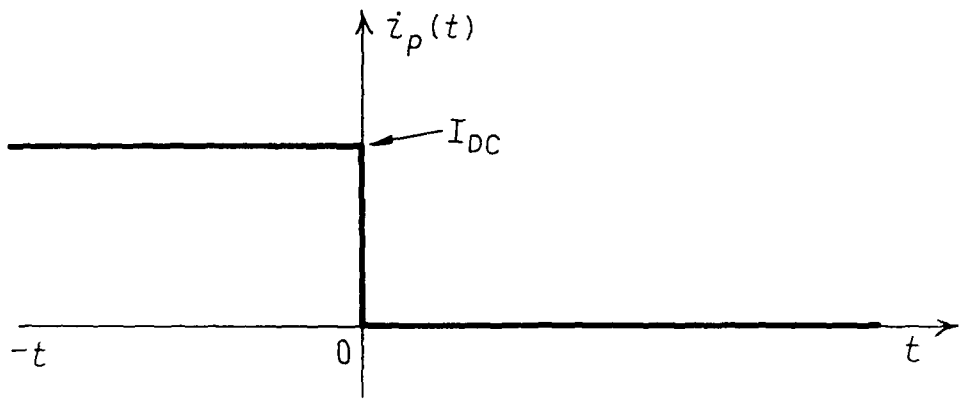


図6.5 $i(t)$ の分解波形 ($i_p(t)$)

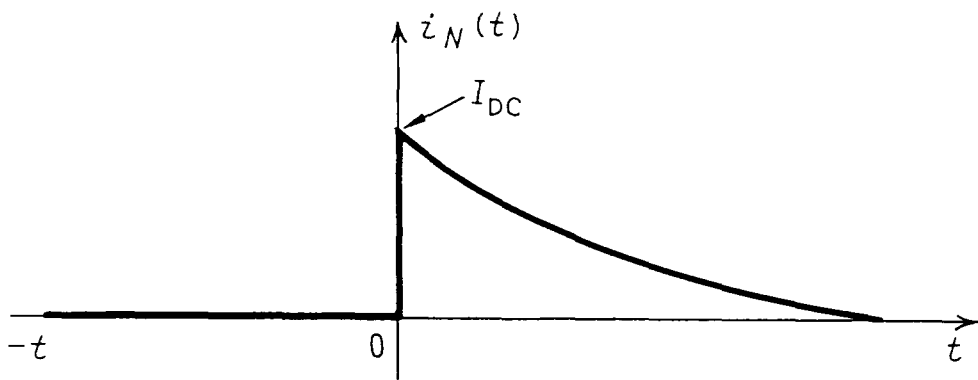


図 6. 6 $i(t)$ の分解波形 ($i_N(t)$)

(3) 交流応答への変換

線形応答理論により、式(6.5)と式(6.10)の右辺第1項の被積分関数の同じ周波数成分を比較すると交流電圧、

$$v_{ac} = j \frac{V_{DC}}{2\pi\omega} \varepsilon^{j\omega t} \quad (6.11)$$

に対する交流電流 i_{ac} は、

$$i_{ac} = \frac{1}{2\pi} \left(\int_0^{+\infty} i_N(t) \varepsilon^{-j\omega t} dt + j \frac{I_{DC}}{\omega} \right) \varepsilon^{j\omega t} \quad (6.12)$$

となる。

式(6.11)、(6.12)より、図6.2の端子X-Yから見た各周波数におけるインピーダンス $Z'(\omega)$ は、

$$\begin{aligned} Z'(\omega) &= \frac{v_{ac}}{i_{ac}} \\ &= \frac{1}{\frac{\omega}{jV_{DC}} \int_0^{+\infty} i_N(t) \varepsilon^{-j\omega t} dt + \frac{I_{DC}}{V_{DC}}} \end{aligned} \quad (6.13)$$

となる。

図6.2では、負荷の例としてR-L直列回路を取り扱っているが、線形性が成立していれば、どのような負荷に対しても周波数特性(交流応答)を求める一般式として式(6.13)を用いることができる。

6.2.3 R-L直列回路での理論式の証明

図6.2の回路でスイッチSWがa側にあるときの直流電流 I_{DC} を、

$$I_{DC} = V_{DC}/R \quad (6.14)$$

とおき、また、スイッチSWをb側に切り換えたときの減衰電流 $i_N(t)$ を、

$$i_N(t) = \frac{V_{DC}}{R} \varepsilon^{-(R/L)t} \quad (6.15)$$

とおき、これらを式(6.13)に代入すると、

$$\begin{aligned} Z'(\omega) &= \frac{1}{\frac{\omega}{jV_{DC}} \int_0^{+\infty} \frac{V_{DC}}{R} \varepsilon^{-(R/L)t} \varepsilon^{-j\omega t} dt + \frac{1}{R}} \\ &= \frac{1}{\frac{\omega}{jR} \int_0^{+\infty} \varepsilon^{-((R/L)+j\omega)t} dt + \frac{1}{R}} \\ &= R + j\omega L \end{aligned} \quad (6.16)$$

となる。

これより式(6.13)は、抵抗 R とインダクタンス L からなる直列回路を複素数で表現したインピーダンスと一致する。

6.2.4 電算機処理のための近似式

式(6.13)は、時間 t を $0 \sim \infty$ の範囲で積分することにより成り立っている。例えば、図6.2の $R-L$ 直列回路でスイッチ SW を b 側に切り換えた時に流れる減衰電流 $i_N(t)$ の実測は、試験回路の精度、測定器の性能により時間 t が無窮大までは不可能である。

そこで式(6.13)を式(6.14)の近似式で置き換えると、

$$Z(\omega) = \frac{1}{\frac{\omega(t_{m+1} - t_m)}{j2V_{DC}} \sum_{m=1}^n \left\{ i_N(t_{m+1}) (\cos \omega t_{m+1} - j \sin \omega t_{m+1}) \right\} *}$$

$$\left. * + i_N(t_m) (\cos \omega t_m - j \sin \omega t_m) \right\} + \frac{I_{DC}}{V_{DC}}$$

$$= r(\omega) + jx(\omega) \quad (6.17)$$

となる。

6.3節以降で述べる直流試験法による実施例の測定条件は、以下により決定した。

図6.2のスイッチSWをb側に閉じたときの減衰電流 $i_N(t)$ は、式(6.15) ($R = 0.4538(\Omega)$ 、 $L = 0.7950(mH)$)で表されるとし、また、式(6.14)、(6.15)、(6.17)の V_{DC} を2.25(V)、 I_{DC} を4.96(A)とおき、周波数をパラメータとして直流減衰電流の計算刻み幅(サンプリング時間)及び計算終了時刻(サンプリング終了時刻)を変化したときの各時刻における電流値をUNISYS2200/402によって求めた。そして、これらを式(6.17)に代入することにより、各周波数($f = 0.0, 1.0, 25.0, 50.0 Hz$)におけるインピーダンス($Z(\omega) = r(\omega) + jx(\omega)$)を求めた。

表6.1は、計算終了時刻 $t_f = 8.970 msec$ 一定で、計算刻み幅 Δt を10.0 μsec 、1.0 $msec$ 、1.0 sec と変化させた場合の各周波数におけるR-L直列回路の端子から見たインピーダンスである。

また、表6.2は、計算刻み幅 $\Delta t = 10 \mu sec$ 一定で、計算終了時刻 t_f をこの回路の時定数 T ($T = 1.752 msec$)に対して $t_f = T$ 、 $t_f = 2T$ 、約 $t_f = 5.1T$ とした場合の各周波数におけるR-L直列回路の端子から見たインピーダンスである。

また、カッコ内の数値は、負荷抵抗 R を一定とし、リアクタンス L を交流理論($x(\omega) = 2\pi fL$)によって求めた計算値である。

表6.1、表6.2の各インピーダンスは、式(6.13)から明かであるが

表 6. 1 各周波数におけるインピーダンス
(計算終了時刻 $t_f = 8.970 \text{ msec}$ 一定)

		計算刻み幅 $\Delta t = 10.0 \mu\text{s}$	計算刻み幅 $\Delta t = 1.0 \text{ ms}$	計算刻み幅 $\Delta t = 1.0 \text{ s}$
周波数 0.0 Hz	抵抗 (Ω) (0.4538)	0.4538	0.4538	0.4538
	リアクタンス (Ω) (0.0000)	0.0000	0.0000	0.0000
周波数 1.0 Hz	抵抗 (Ω) (0.4538)	0.4538	0.4538	0.4175×10^{-1}
	リアクタンス (Ω) (0.4995×10^{-2})	0.4965×10^{-2}	0.5010×10^{-2}	0.1311
周波数 25.0 Hz	抵抗 (Ω) (0.4538)	0.4531	0.4503	0.7355×10^{-4}
	リアクタンス (Ω) (0.1249)	0.1246	0.1271	0.5776×10^{-2}
周波数 50.0 Hz	抵抗 (Ω) (0.4538)	0.4525	0.4426	0.1839×10^{-4}
	リアクタンス (Ω) (0.2498)	0.2509	0.2514	0.2889×10^{-2}

カッコ内は、負荷のR及びLが各々 $R = 0.4538 (\Omega)$, $L = 0.7950 (\text{mH})$ における計算値 (この場合の時定数は, 1.752 msec である.)

表 6. 2 各周波数におけるインピーダンス
(計算刻み幅 $\Delta t = 10 \mu\text{sec}$ 一定)

		計算終了時刻 $t_f = 1.752\text{ms}$	計算終了時刻 $t_f = 3.504\text{ms}$	計算終了時刻 $t_f = 8.970\text{ms}$
周波数 0.0 Hz	抵抗 (Ω) (0.4538)	0.4538	0.4538	0.4538
	リアクタンス (Ω) (0.0000)	0.0000	0.0000	0.0000
周波数 1.0 Hz	抵抗 (Ω) (0.4538)	0.4537	0.4537	0.4538
	リアクタンス (Ω) (0.4995×10^{-2})	0.7916×10^{-2}	0.4321×10^{-2}	0.4965×10^{-2}
周波数 25.0 Hz	抵抗 (Ω) (0.4538)	0.4491	0.4485	0.4531
	リアクタンス (Ω) (0.1249)	0.7916×10^{-1}	0.1086	0.1246
周波数 50.0 Hz	抵抗 (Ω) (0.4538)	0.4349	0.4325	0.4525
	リアクタンス (Ω) (0.2498)	0.1584	0.2206	0.2509

カッコ内は、負荷のR及びLが各々 $R = 0.4538 (\Omega)$, $L = 0.7950 (\text{mH})$ における計算値 (この場合の時定数は、 1.752 msec である。)

計算刻み幅が小さいほど、また終了時刻が長いほど計算値とよく一致している。

直流試験法は、測定器の関係上、サンプリング時間（計算刻み幅） Δt を $10 \mu sec$ とし、また、サンプリング終了時刻（計算終了時刻）を減衰電流の測定値が零となる時刻とする。

6. 3 直流試験法の実施例

6. 3. 1 直流試験法の測定回路

図6. 7は、直流試験法の測定回路である。

主回路は、負荷（空心リアクトル、同期電動機）に試験電流（定常電流）を流すための直流安定化電源 V 、この電流を制限するための制限抵抗 R_{dis} 、負荷を短絡するための水銀リレー、水銀リレーがオンと同時に電源から負荷を遮断するGTOサイリスタ、定常および減衰電流を検出するための分流器から構成されている。また、制御部は、GTOサイリスタ及び水銀リレーのオン、オフ信号の発生部から構成されている。 $X-Y$ 間の電圧 V_{DC} 及び電流（定常電流 I_{DC} 、減衰電流 $i_N(t)$ ）は、各々デジタル電圧計、デジタルオシロスコープによって測定している。リード線は、これの引き回しによるインダクタンス及び抵抗の増加を避けるために十分な電流容量を持った平角銅線を極力短くして用いている。

6. 3. 2 空心リアクトルの各周波数におけるインピーダンス

図6. 7の $a-b$ 間に負荷として空心リアクトル（ $R:0.4538(\Omega)$ 、 $L=0.7950(mH)$ ）を接続し、直流安定化電源と制限抵抗により試験電流が5(A)程度流れるように調整する。水銀リレーがオフ時の定常電流及びオン時の減衰電流をデジタルオシロスコープで測定した。

表6. 3は、このときのデジタルオシロスコープの測定条件である。

電流の測定は、ノイズによる影響を除去するため、水銀リレーのオン、オフを

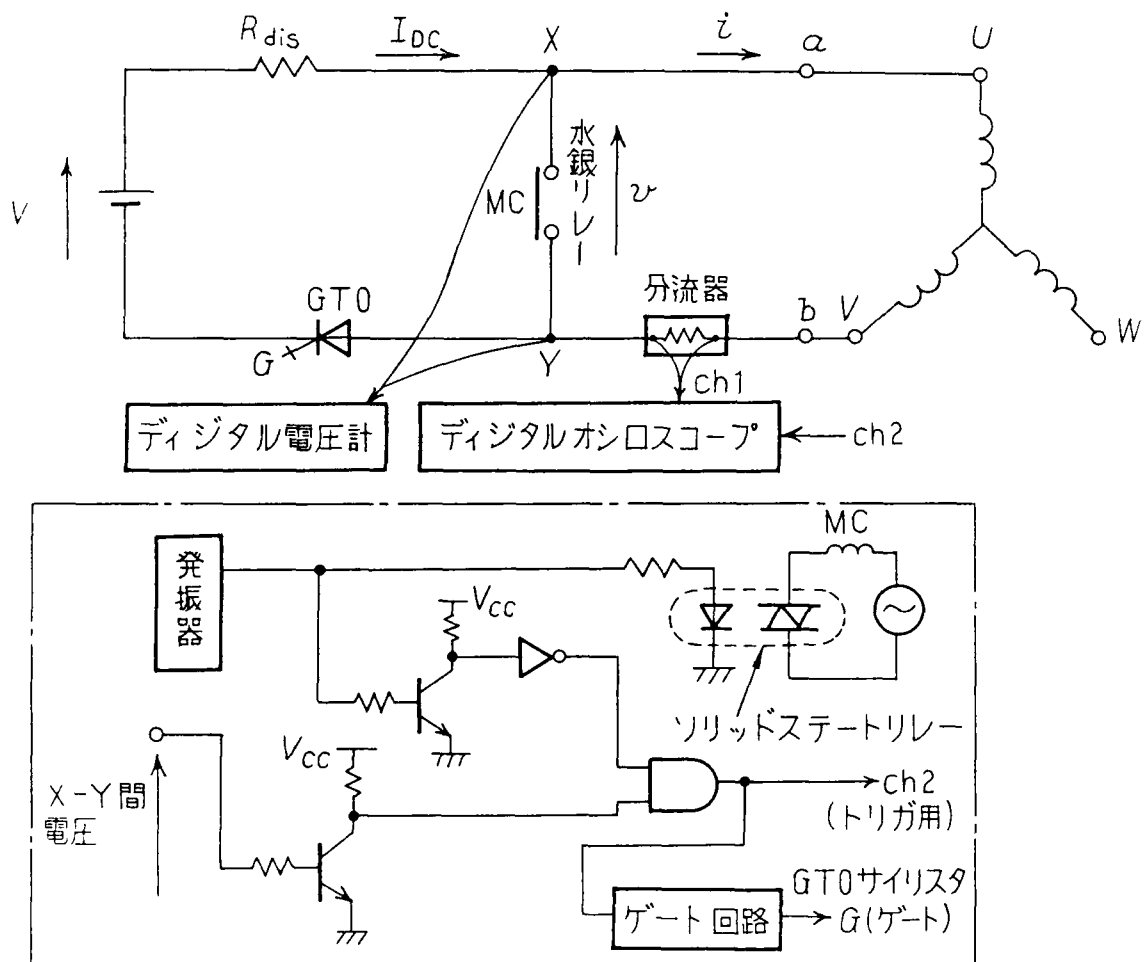


図6.7 直流試験法の測定回路

表 6. 3 デジタルオシロスコープの測定条件

		空 心 リアクトル	同期電動機		
			横 軸 (界磁開放)	直 軸	
				界磁回路 短 絡 K=1	界磁回路 外部抵抗 短絡K=10
サンプリングレート(μ sec)		10.0	10.0	10.0	10.0
アベレーシング回数(回)		256	256	256	256
水銀 リレー オフ 時	試験電流 (A)	5.0	5.0	5.0	5.0
	オフ時間 (sec)	5.0	5.0	5.0	5.0
	X-Y間の電圧 (V)	2.2495	1.5718	1.5842	1.5744
	電流のレコード長(ワード)	1000	1000	1000	1000
水銀 リレー オン 時	オン時間 (sec)	5.0	5.0	5.0	5.0
	電流のレコード長(ワード)	898.0	36913	115704	53774

5秒毎に繰り返す、これがオフからオンに変化する際の発生する立ち上がり信号をトリガとしてデジタルオシロスコープに256回分の電流波形を取り込み、アベレーシングを行なっている。

表6.4の直流試験法の欄は、このデータをGP-IBによってUNISYS2200/402へ転送し、式(6.17)により求めた各周波数におけるインピーダンスである。

表6.4の計算値は、負荷抵抗 R (0.4538Ω)が周波数によって変化せず、リアクタンス ($2\pi fL$ 、 $L=0.7950mH$)のみ変化するとして交流理論によって計算した場合である。

6.3.3 同期電動機の直軸及び横軸のインピーダンス軌跡

図6.7の直流試験法の測定回路の負荷として始動巻線付き突極形同期電動機 ($10KW-200V-31.9A-4P$)の端子 $U-V$ を $a-b$ 間に接続し、6.3.2項と同様の試験を実施した。

電流の測定は、界磁巻線に誘導する電流が最大となる直軸の位置、これがほぼ零となる横軸の位置に回転子を固定したとき、各々について、表6.3の測定条件により試験を行なった。

直軸での試験は、界磁回路を短絡した場合、界磁回路を外部抵抗で短絡した場合、各々について行った。横軸での試験は、直軸の影響を避けるため界磁巻線を開放して行った。

デジタルオシロスコープのデータをGP-IBによってUNISYS2200/402へ転送し、式(6.17)を用いて、各周波数における電機子巻線の端子から見た直軸及び横軸のインピーダンス $Z_d(\omega)$ 、 $Z_q(\omega)$ を計算した。1相当たりのインピーダンスは、これら計算値に1/2を乗ずることにより求めた。

図6.8、図6.9は、各々、突極形同期電動機の直軸及び横軸の等価回路である。

表6. 4 空心リアクトルの各周波数における端子から見たインピーダンス

		計算値	直流試験法
計算終了時刻		——	$t_r=8.970\text{msec}$
計算刻み幅		——	$\Delta t=10\mu\text{sec}$
周波数 0.0 Hz	抵抗 (Ω)	0.4538	0.4534
	リアクタンス (Ω)	0.0000	0.0000
周波数 1.0 Hz	抵抗 (Ω)	0.4538	0.4534
	リアクタンス (Ω)	0.4995×10^{-2}	0.4914×10^{-2}
周波数 25.0 Hz	抵抗 (Ω)	0.4538	0.4518
	リアクタンス (Ω)	0.1249	0.1234
周波数 50.0 Hz	抵抗 (Ω)	0.4538	0.4487
	リアクタンス (Ω)	0.2498	0.2499

終了時刻は、電流が零となる点の時刻である。

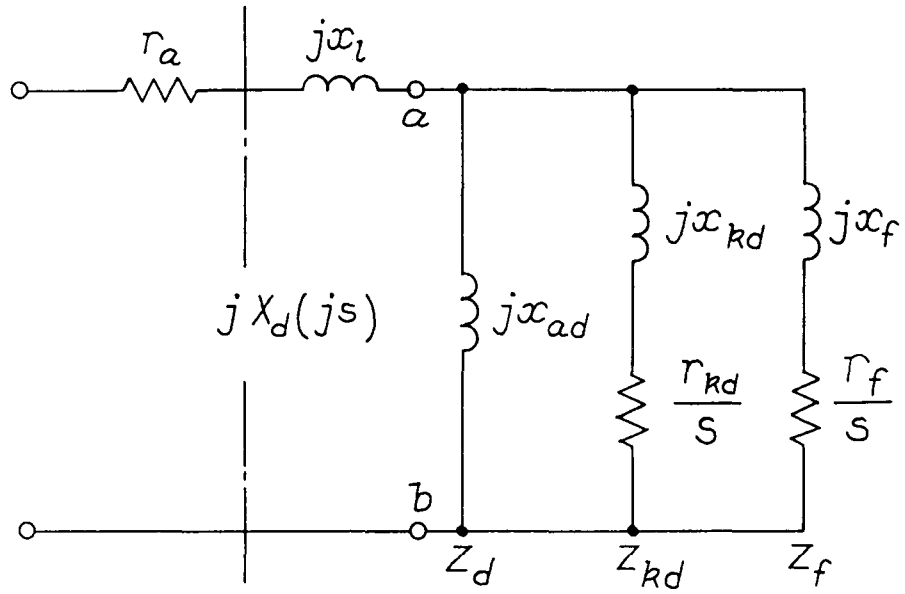


图 6. 8 直轴等效回路

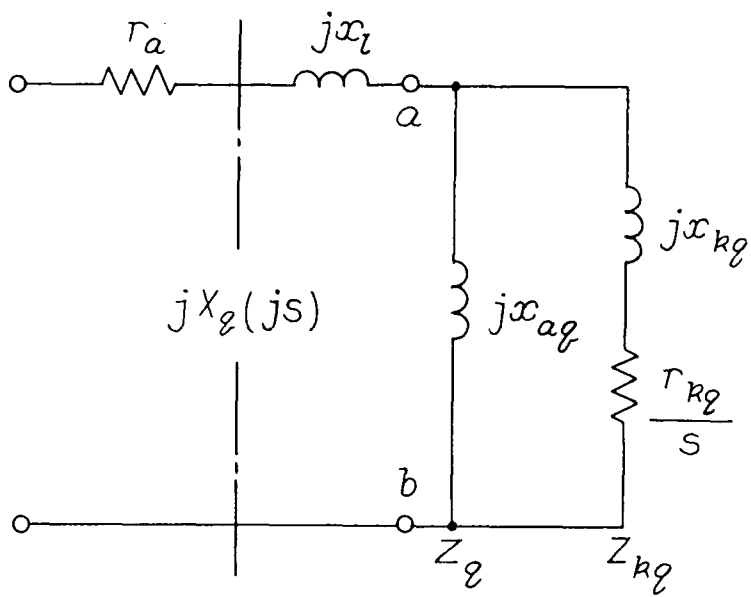


图 6. 9 横轴等值回路

図6. 8、図6. 9の同期電動機の回転子を電機子巻線側へ換算した直軸及び横軸のインピーダンス（演算子インピーダンス） $X_d(jS)$ 、 $X_q(jS)$ は、

C.CONCORDIA らが同期電動機の始動に使用している記号⁽²⁰⁾を用いて、上記インピーダンスを変換すれば、電源の角周波数を ω_0 として次式で表わされる。

$$X_d(jS) = \frac{Z_d(\omega) - r_a}{jS} \quad (6.18)$$

$$X_q(jS) = \frac{Z_q(\omega) - r_a}{jS} \quad (6.19)$$

ただし、 $\omega/\omega_0 = S$

r_a : 電機子巻線直流抵抗

式(6. 18)、(6. 19)では、リアクタンス分は正の実数、抵抗分は負の虚数である。

図6. 10は、試験電流5(A)の測定結果を用いて、式(6. 18)、(6. 19)で求めた直軸及び横軸の演算子インピーダンス軌跡である。

また、図6. 11は、試験電流が1(A)、5(A)、9(A)における直軸($K=10$)の演算子インピーダンス軌跡である。

さらに、図6. 12は、ブラシの抵抗が影響する界磁巻線短絡($K=1$)において界磁巻線にブラシを含んだ場合、これを含まない場合の試験電流5(A)における演算子インピーダンス軌跡の比較である。

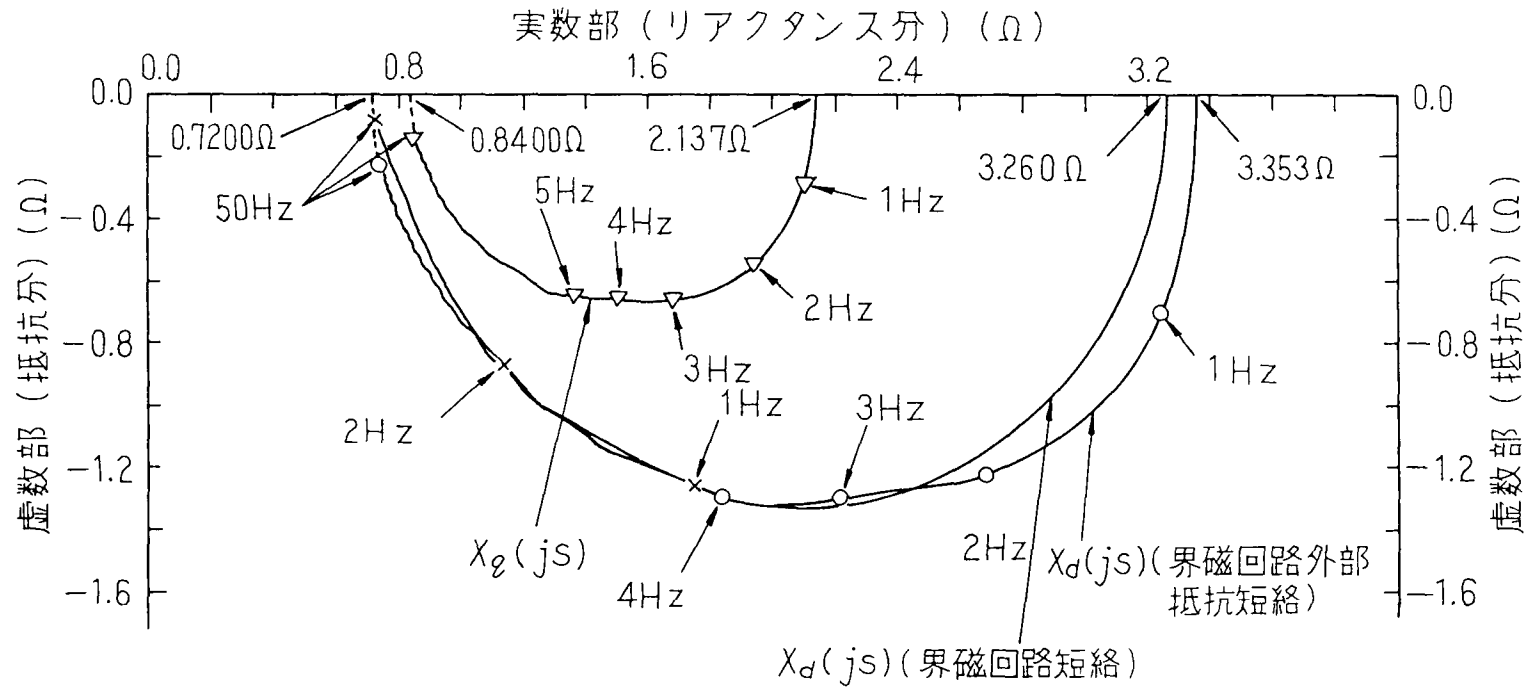


図 6. 10 試験電流 5 (A) における演算子インピーダンス軌跡

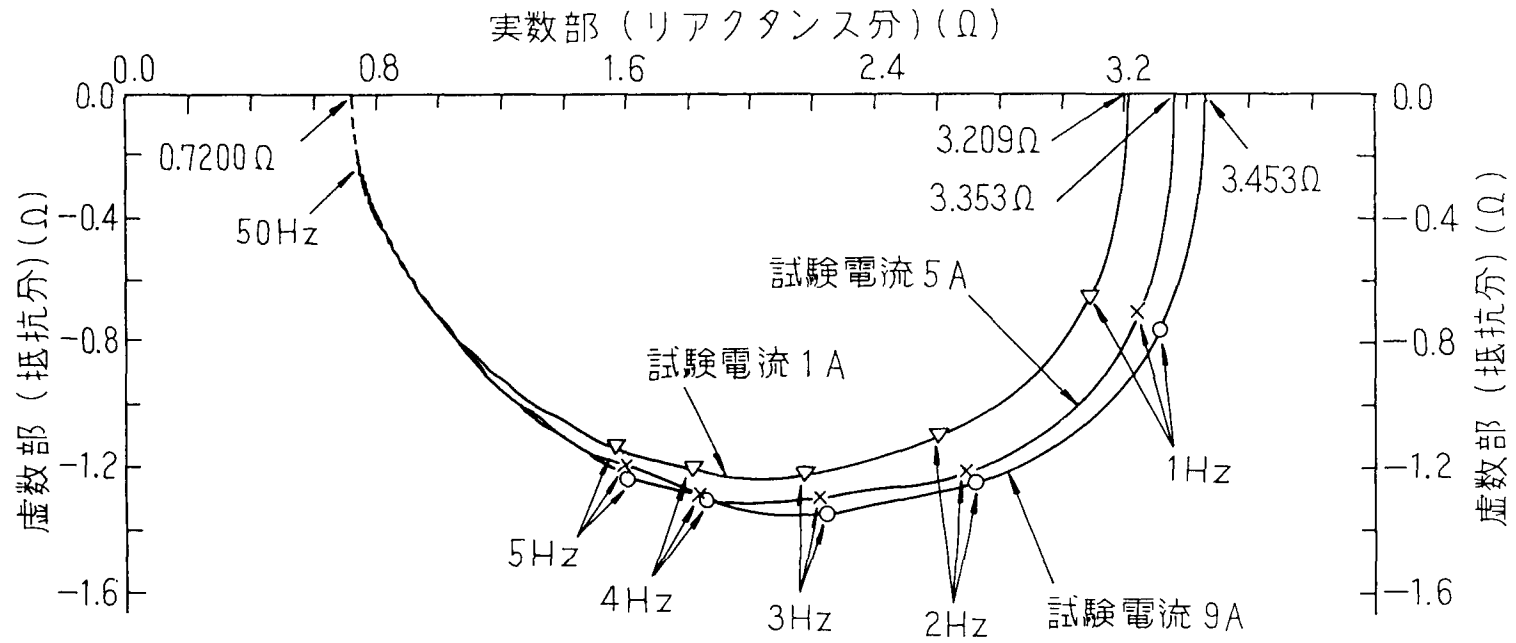


図6. 1 1 試験電流を変化させたときの $K=10$ おける直軸の演算子インピーダンス軌跡

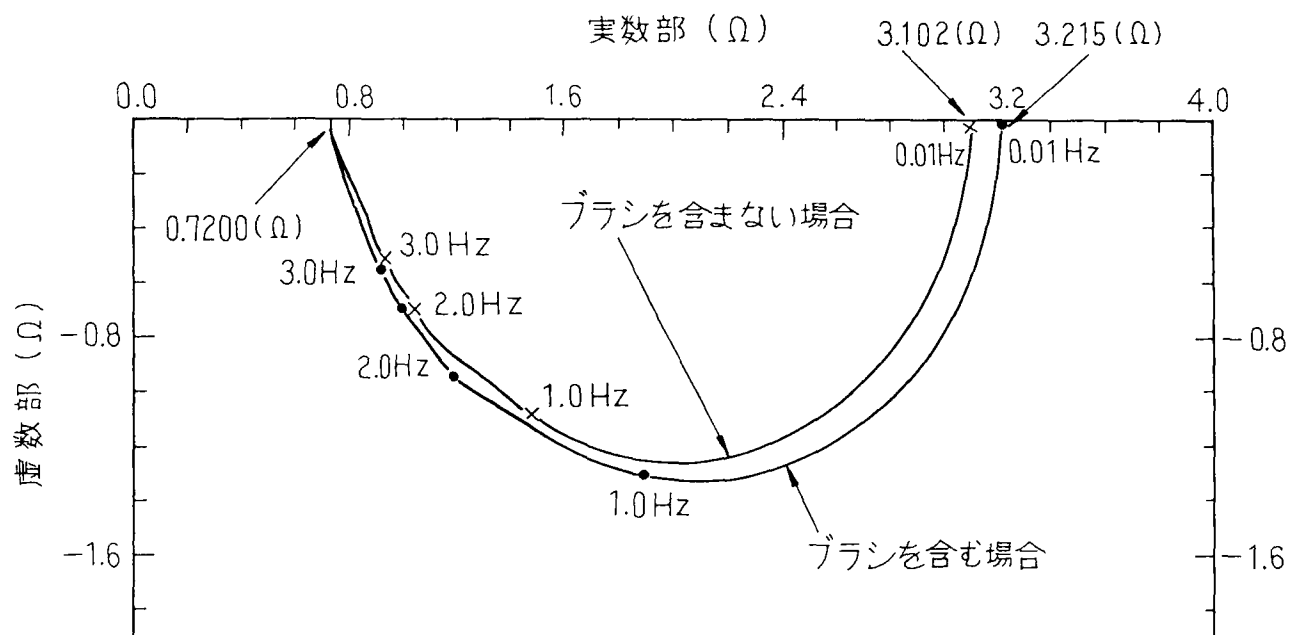


図6. 12 界磁回路にブラシを含む場合、これに含まない場合の $K=1$ おける直軸の演算子インピーダンス軌跡

6. 4 本提案法による試験結果とその評価

(1) 図6. 7の試験回路においてGTOサイリスタを取り除いた場合は、短絡時に I_{DC} が水銀リレーを流れるがこれによる減衰電流に及ぼすこの影響はほとんどない。

(2) 直流試験法による空心リアクトルの抵抗およびリアクタンスは、計算値と良く一致しており、この方法がインピーダンスを求める有効な手段であることが確認できる(表6. 4)。

(3) 同期リアクタンス、初期過渡リアクタンスは、各々、図6. 10、図6. 11、図6. 12、図6. 13において周波数が零となる点、周波数が無限大となる点である。

(4) 表6. 5に直、横軸同期リアクタンス及び初期過渡リアクタンスを図6. 10より補外した場合、商用試験(無負荷飽和・短絡特性、滑り法、ダルトン・カメロン法)より求めた場合及び設計値を示した。直流試験法より求めた定数とほぼ一致しており、直流試験法が直、横軸同期リアクタンス及び初期過渡リアクタンスを算出する有効な方法であることがわかる。

また、 $K=1$ における直軸同期リアクタンスは、 $K=10$ に対して2.8%の差がある。これは、測定精度による影響がでたものと考えられ、今後、直流試験法をより高精度に発展させて行く上で留意すべきことのひとつである。

(5) 図6. 11から明らかなように、直軸初期過渡リアクタンスは、いずれも0.7200(Ω)に収束している。直軸同期リアクタンスは、試験電流5(A)を基準にして1(A)の場合は4.3%、9(A)の場合は3.0%の差がある。これら直軸同期リアクタンスの差は、励磁電流に関係し、始動特性の推定においてその影響がほとんど障害とならない。この点については第7章でさらに詳しく論ずる。

(6) 図6. 12の界磁巻線にブラシ抵抗を含んだ場合、これを含まない場合の演算子インピーダンス軌跡から明らかなように、界磁巻線にブラシ抵抗を含んだ

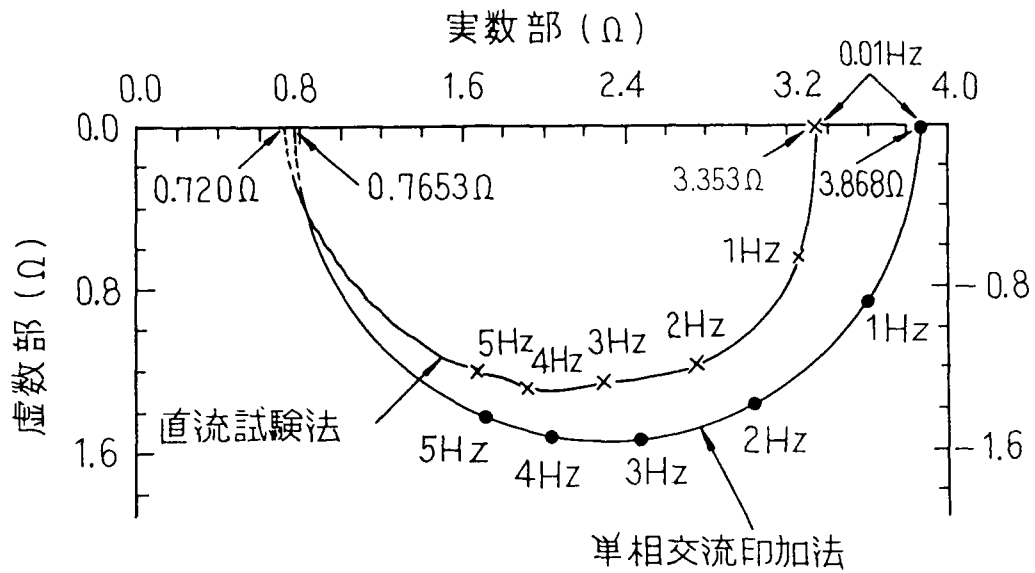


図6. 13 直流試験法と単相交流印加法のインピーダンス軌跡 ($K=10$)

表6.5 各種リアクタンスの実測値及び設計値

		商用試験	直流試験法	設計値
直軸同期リアクタンス	$x_d(\Omega)$	3.868 無負荷飽和・三相短絡特性 (不飽和値)	3.260(K=1) 3.353(K=10)	3.894
横軸同期リアクタンス	$x_q(\Omega)$	2.375 (滑り法)	2.137	2.231
直軸初期過渡リアクタンス	$x_d''(\Omega)$	0.7496 (K=1) 0.7653 (K=10) (ダルトン・カメロン法)	0.7200(K=1) 0.7200(K=10)	0.7634
横軸初期過渡リアクタンス	$x_q''(\Omega)$	0.8880 (ダルトン・カメロン法)	0.8400	0.7747

ををし、直流試験法の定数は、試験電流5.0Aのときである。

場合がこれを含まない場合よりも演算子インピーダンス軌跡が大きく、その差の最大は、実数部で周波数が 0.87Hz の時22.15%、虚数部で周波数が 2.92Hz の時26.79%である。このため、直流試験法は、界磁巻線にブラシ抵抗を含んだ通常の運転状態での試験を実施する必要がある。

(7) 図6.13は、直流試験法と第4章4.3節の単相交流印加法によって求められる同期電動機の等価回路定数を用いて、 $K=10$ における演算子インピーダンスを求めた場合の演算子インピーダンス軌跡の比較である。直流試験法は、単相交流印加法に比べて、演算子インピーダンス軌跡が小さくなっているが第7章で論ずる始動特性の推定において、その影響がほとんど障害にならない。

6.5 まとめ

本章では、直流試験法による空心リアクトルのインピーダンス及び同期電動機の電機子巻線の端子から見た演算子インピーダンスの算出法について論じた。

本章で得られた結果を述べると次のとおりである。

(1) 空心リアクトル、同期電動機の各周波数における端子から見たインピーダンスは、直流試験法より求められる減衰電流をフーリエ変換処理することにより、簡単に、しかも小容量の電源で実用上、十分な精度で求められることを明らかにした。また、この試験法は、線形であればどのような負荷であっても適用できる。

(2) 直流試験法は、交流電源を用いた周波数応答法に比べて試験が非常に簡単でしかも低周波での周波数特性を容易に算出することができる。

(3) 供試機として用いた始動巻線付き突極形同期電動機の演算子インピーダンス軌跡には、直流試験法、単相交流印加法いずれの場合も過渡及び初期過渡リアクタンスを明確に識別するような鞍部があらわれていない⁽¹⁵⁾。

(4) 直流試験法の試験電流 $I_{DC}=5\text{ (A)}$ は、これが電機子巻線の二相間に流れて作る起磁力と電機子巻線に三相印加時の起磁力とが等しい関係より、交流換算

電流 $I_{AC}=4.08 (A)$ ($I_{AC} = (\sqrt{6}/3) I_{DC}$) に相当する。試験電流 $I_{DC}=5 (A)$ は、定格電機子電流 (31.9 A) に対して12.8%である。

また、直流試験法の試験設備容量は、6.3 (W) (表6.3)である。これに対して同期電動機が定格電圧の50%電圧で始動する ($K=10$) とした時の設備容量 (皮相電力) は、10964 (VA) (印加電圧が100 (V) のとき電機子電流は 63.3 (A) である。) である。これより、直流試験法の試験設備容量は、定格電圧の50%電圧で始動するとした時の設備容量に対して0.058% 程度であり、本章で提案する直流試験法は、小容量での演算子インピーダンスの算出が可能である。

第7章

始動巻線付き同期電動機及び塊状磁極 同期電動機の始動特性推定法とその評価

第7章 始動巻線付き同期電動機及び塊状磁極同期電動機の

始動特性推定法とその評価

7.1 まえがき

各種産業において数多く使用されている中、大容量の始動巻線付き及び塊状磁極同期電動機の始動特性を推定するためには、等価回路定数あるいは演算子インピーダンスを精度良く、算出する必要がある。

そこで、

(1) 第3章では、導体棒と端絡環より構成される始動巻線が誘導機に比べて相対的に鉄心長が短い同期電動機の端絡環インピーダンスを考慮した始動巻線等価インピーダンスの算出法。

(2) 第4章では、単相交流印加法及びダルトン・カメロン法による始動巻線付き同期電動機の等価回路定数の算出法。

(3) 第5章では、単相交流印加法による塊状磁極同期電動機の等価回路定数の算出法。

(4) 第6章では、直流試験法による始動巻線付き同期電動機の演算子インピーダンスの算出法。

について論じた。

本章では、始動特性の計算式がR.H.Parkの二反作用理論によって導出できることについて述べる⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾⁽⁶⁰⁾⁽⁶⁸⁾。次に、第3章、第4章、第5章、第6章の等価回路定数あるいは演算子インピーダンスを用いて始動特性を推定し、実測値と比較・検討する⁽³¹⁾⁻⁽³⁴⁾⁽⁵²⁾⁻⁽⁵⁹⁾。

7. 2 同期電動機始動特性の計算式

第2章2. 2節と同様に無励磁の突極形同期電動機を誘導電動機として始動する場合の始動特性について検討する。

記号は、IEC Pub.34-10 の電動機ベースにしたがって単位法で記述する⁽²⁰⁾。即ち機械に流入する電力を正にとる。

7. 2. 1 電源電圧の三相量から二軸量への変換

図7. 1より三相電圧は、

$$u_a = u \cos t \quad (7.1)$$

$$u_b = u \cos (t - 2\pi/3) \quad (7.2)$$

$$u_c = u \cos (t + 2\pi/3) \quad (7.3)$$

であり、これを二軸電圧に変換すると、

$$u_d = \frac{2}{3} \{ u_a \cos \gamma + u_b \cos (\gamma - 2\pi/3) + u_c \cos (\gamma + 2\pi/3) \} \quad (7.4)$$

$$u_q = \frac{2}{3} \{ u_a \sin \gamma + u_b \sin (\gamma - 2\pi/3) + u_c \sin (\gamma + 2\pi/3) \} \quad (7.5)$$

となる。

式(7. 1)～(7. 3)を式(7. 4)、(7. 5)へ代入して相電圧を消去すると、

$$u_d = u \cos (t - \gamma) \quad (7.6)$$

$$u_q = -u \sin (t - \gamma) \quad (7.7)$$

となる。また回転子が滑り S で回転している場合にはその回転角は、

$$\gamma = (1-S)t + \gamma_0 \quad (7.8)$$

と表されるので式(7. 6)、(7. 7)は、以下のように書き換えられる。

$$u_d = u \cos (St - \gamma_0) \quad (7.9)$$

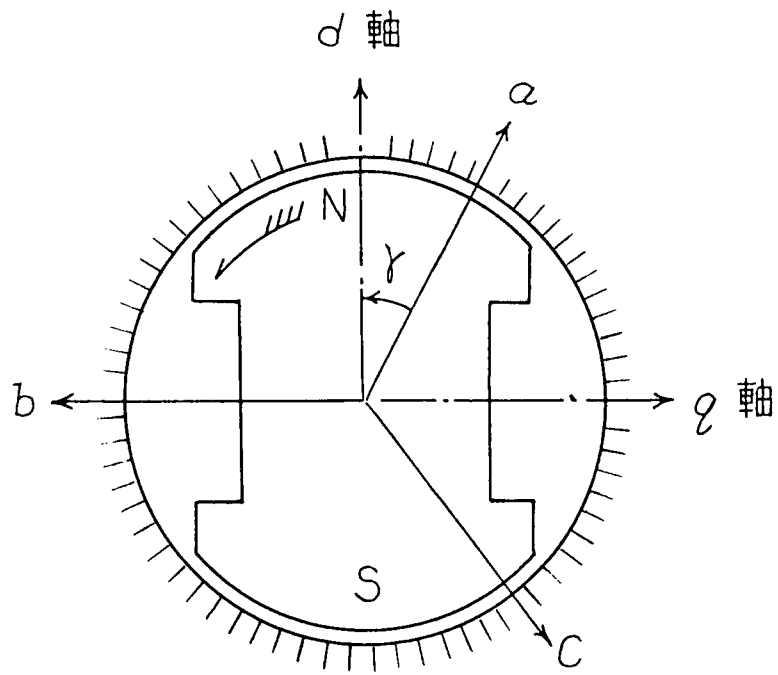


圖 7. 1 回轉子回轉角

$$u_q = -u \sin(S t - \gamma_0) \quad (7.10)$$

式(2.1)～(2.10)の連立方程式は、第2章の式(2.15)、(2.18)で示される演算子形式を用いて以下のように表される。

$$u_d = p \phi_d(p) + \phi_q(p) p \gamma + r_a i_d \quad (7.11)$$

$$u_q = p \phi_q(p) - \phi_d(p) p \gamma + r_a i_q \quad (7.12)$$

ただし、 $p = d/dt$ である。

7.2.2 始動時の電流

定常状態(回転子は滑り S (一定)で運転しているとする。)を取り扱うには、演算子を用いた方程式(式(2.15)、(2.18)、(7.11)、(7.12))において p を jS に直接置き換え初期値を考慮にいれない複素数形式が適している。即ち、複素量の実数部が実際の瞬時値を表すことにする。以下、複素形式の場合は、各量に対して $-$ を付す。

電源電圧については、

$$u_d = R_e(u \varepsilon^{j(S t - \gamma_0)}) = R_e(\bar{u}) \quad (7.13)$$

$$u_q = R_e(j u \varepsilon^{j(S t - \gamma_0)}) = R_e(j \bar{u}) \quad (7.14)$$

となる。また、式(7.11)、(7.12)は、

$$\bar{u} = r_a \bar{i}_d + j S \bar{\phi}_d + (1-S) \bar{\phi}_q \quad (7.15)$$

$$j \bar{u} = r_a \bar{i}_q + j S \bar{\phi}_q - (1-S) \bar{\phi}_d \quad (7.16)$$

$$\bar{\phi}_d = \bar{i}_d X_d(j S) \quad (7.17)$$

$$\bar{\phi}_q = \bar{i}_q X_q(j S) \quad (7.18)$$

となる。

式(7.15)～(7.18)を \bar{i}_d 、 \bar{i}_q について解くと、

$$\overline{i_d} = \frac{r_a - j(1-2S)X_q}{(r_a + jSX_d)(r_a + jSX_q) + (1-S)^2 X_d X_q} \overline{u} \quad (7.19)$$

$$\overline{i_q} = \frac{j r_a + (1-2S)X_d}{(r_a + jSX_d)(r_a + jSX_q) + (1-S)^2 X_d X_q} \overline{u} \quad (7.20)$$

X_d 、 X_q はいずれも演算子インピーダンス

となる。式(7.19)、(7.20)の $\overline{i_d}$ 、 $\overline{i_q}$ を、

$$\overline{i_d} = R_e\{(a + jb) \varepsilon^{jSt}\} \quad (7.21)$$

$$\overline{i_q} = R_e\{(c + jd) \varepsilon^{jSt}\} \quad (7.22)$$

(ここで、式(7.13)、(7.14)の $\gamma_0 = 0$ と置いたが一般性は失わない。)

と置き、電流の瞬時値 i_d 、 i_q を求めると、

$$i_d = a \cos St - b \sin St \quad (7.23)$$

$$i_q = c \cos St - d \sin St \quad (7.24)$$

となる。

次に、相電流 i_a (瞬時値)を求めると、

$$\begin{aligned} i_a &= i_d \cos \gamma + i_q \sin \gamma \\ &= \frac{a+d}{2} \cos t + \frac{c-b}{2} \sin t + \frac{a-d}{2} \cos(1-2S)t \\ &\quad + \frac{b+c}{2} \sin(1-2S)t \end{aligned} \quad (7.25)$$

となる。相電流の基本波及び $(1-2S)$ 調波の振幅は次式で求められる。

$$\text{基本波の振幅} \quad \frac{1}{2} \sqrt{(a+d)^2 + (c-b)^2} \quad (7.26)$$

$$(1-2S) \text{ 調波の振幅} \quad \frac{1}{2} \sqrt{(a-d)^2 + (b+c)^2} \quad (7.27)$$

7. 2. 3 始動時のトルク

式(7. 17)、(7. 18)の $\overline{\phi}_d$ 、 $\overline{\phi}_q$ を7. 2. 2項と同様に瞬時値として表すと、

$$\overline{\phi}_d = R_e\{(e + j f) \varepsilon^{j S t}\} \text{とおくと } \phi_d = e \cos S t - f \sin S t \quad (7.28)$$

$$\overline{\phi}_q = R_e\{(g + j h) \varepsilon^{j S t}\} \text{とおくと } \phi_q = g \cos S t - h \sin S t \quad (7.29)$$

(ここで、式(7.13)、(7.14)の $\gamma_0 = 0$ と置いたが一般性は失わない。)

となる。

始動時のトルク T は、式(7. 23)、(7. 24)、(7. 28)、(7. 29)を次式に代入することにより求められる。

$$\begin{aligned} T &= \phi_q i_d - \phi_d i_q \\ &= \frac{1}{2} \{ - (c e + d f) - (c e - d f) \cos 2 S t + (d e + c f) \sin 2 S t \\ &\quad + (a g + b h) + (a g - b h) \cos 2 S t - (b g + a h) \sin 2 S t \} \end{aligned} \quad (7.30)$$

始動時の平均トルク及び振動トルクは、

$$\text{平均トルク } \frac{1}{2} \{ (a g + b h) - (c e + d f) \} \quad (7.31)$$

$$\text{振動トルク } \frac{1}{2} \sqrt{(a g - b h - c e + d f)^2 + (d e + c f - b g - a h)^2} \quad (7.32)$$

で求めることができる。

以下に述べる始動特性(電流、トルク)の推定値は、式(7. 17)～(7. 20)、(7. 26)、(7. 31)をUNISYS 2200/402によって計算している。

7. 3 始動巻線付き同期電動機の始動特性推定結果とその評価

7. 3. 1 端絡環インピーダンスを考慮した始動特性の

推定値と実測値との比較・検討

第3章で論じた始動巻線インピーダンスを用いて始動特性を計算し、実測値と比較・検討する。

図7. 2は、 $2238KW-4000V-333A-60Hz-28P$ の始動巻線付き突極形同期電動機の印加電圧 $1.0(PU)$ 一定における始動特性である。始動特性の計算は、表7. 1の等価回路定数を用いた。これら等価回路定数のうち始動巻線インピーダンスは、第3章より求められる計算値、その他は設計値を用いている。

図7. 2の実線は、直流発電機を負荷とした実測値、○印は、端絡環インピーダンスを考慮した場合、×印は、これを無視した場合の推定値である。

端絡環インピーダンスを無視した場合、トルクは滑りが小さい範囲を除いて実測値と異なり、少なく推定される。これは、等価回路上でトルクは、二次側への有効入力で表されるため、端絡環を無視したことによる著しい抵抗分の減少の結果のためと考えられる。

また、図7. 2を考察すると始動インピーダンスに対する端絡環のリアクタンス分の寄与は、僅かであるが、抵抗分の寄与が大きいことがわかる。したがって始動トルクあるいは短絡トルクなどの過渡トルクを評価する場合には、少なくともこの抵抗分を無視してはならない。

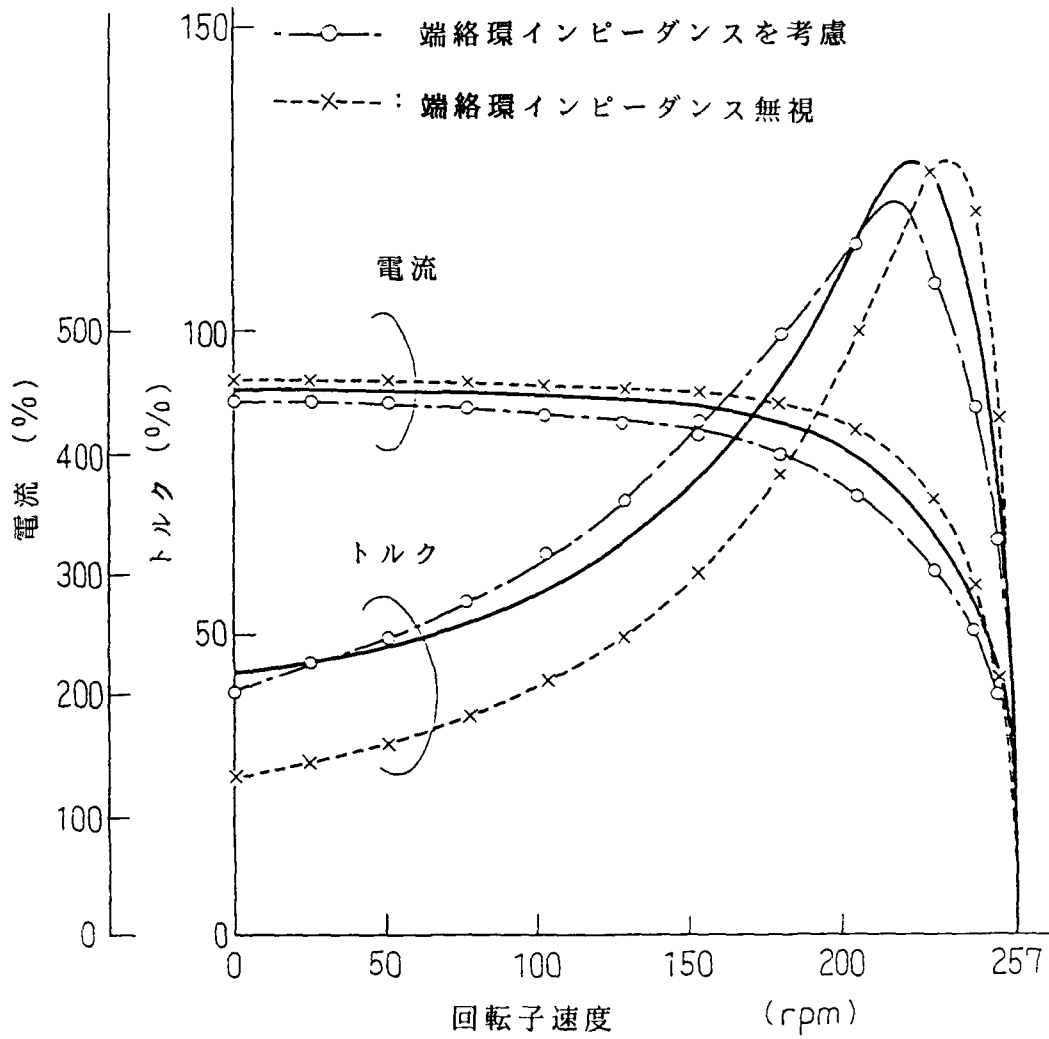


図7.2 始動特性

表 7. 1 始動特性の推定に使用する等価回路定数
(2238KW-4000V-333A-60Hz-28P)

単位 (PU)

等価回路定数		設計値 及び計算値
電機子巻線抵抗	r_a	0.0081
電機子巻線漏れリアクタンス	x_l	0.136
直軸励磁リアクタンス	x_{ad}	0.733
界磁巻線抵抗	r_f	0.00113
界磁巻線漏れリアクタンス	x_f	0.292
始動巻線直軸抵抗	r_{kd}	0.0559 (0.0349)
始動巻線直軸漏れリアクタンス	x_{kd}	0.184 (0.163)
横軸励磁リアクタンス	x_{aq}	0.405
始動巻線横軸抵抗	r_{kq}	0.0371 (0.0179)
始動巻線横軸漏れリアクタンス	x_{kq}	0.103 (0.0836)
直軸同期リアクタンス	x_d	0.869
横軸同期リアクタンス	x_q	0.541

* ()内は, 端絡環を無視した場合である。

** 基準インピーダンスは, 6.94 (Ω)である。

7. 3. 2 単相交流印加法による始動特性の推定値と実測値との比較・検討

(1) 等価回路定数算出値による始動特性

第4章で論じた単相交流印加法による等価回路定数を用いて始動巻線付き突極形同期電動機（ $10KW-200V-31.9A-50Hz-4P$ ）の始動特性を計算し、実測値と比較・検討する。

界磁回路短絡（ $R_f=K r_f$ 、 $K=1$ ）及び外部抵抗付き（ $R_f=K r_f$ 、 $K=10$ ）におけるトルク－滑り特性、電流－滑り特性の推定は、ダルトン・カメロン法に比べて試験が比較的簡単な単相交流印加法による表7. 2の等価回路定数を用いて行った。

また、トルク、電流及び回転子速度の実測は、付録2の方法により行った。

図7. 3は、印加電圧0.4（ PU ）一定における界磁回路短絡（ $R_f=r_f$ 、 $K=1$ ）及び界磁回路外部抵抗短絡（ $R_f=K r_f$ 、 $K=10$ ）におけるトルク－滑り特性である。いずれも実線は推定値である。また、 \times 印は $K=1$ 、 \circ 印は $K=10$ での実測値であり、付録2の方法によって求めている。

図7. 4は、電流－滑り特性であり、推定値、実測値の区別は、図7. 3と同様である。

$K=1$ 及び $K=10$ におけるトルク－滑り特性、電流－滑り特性の実測値は、推定値にほぼ追従しており、実用に供しうるものと評価される。また、 $K=1$ におけるすべり $S=0.4\sim 0.5$ でのトルクの若干の陥没は、直、横軸の非対称性によると考えられるが実測値は推定値と同じ傾向を示している。

表 7. 2 始動特性の推定に使用する等価回路定数
(10KW-200V-31.9A-50Hz-4P、始動巻線付き)

単位 (PU)

等価回路定数	設計値	実測値
電機子巻線抵抗 r_a	——	0.0415
電機子巻線漏れリアクタンス x_l	——	0.1100
直軸励磁リアクタンス x_{ad}	——	0.8570
界磁巻線抵抗 r_f	——	0.0147
界磁巻線漏れリアクタンス x_f	——	0.1356
始動巻線直軸抵抗 r_{kd}	——	0.1102
始動巻線直軸漏れリアクタンス x_{kd}	——	0.2034
横軸励磁リアクタンス x_{aq}	——	0.4838
始動巻線横軸抵抗 r_{kq}	——	0.0605
始動巻線横軸漏れリアクタンス x_{kq}	——	0.1399
直軸同期リアクタンス x_d	1.061	0.9670
横軸同期リアクタンス x_q	0.6080	0.5938

* 実測値は、商用試験と単相交流印加法による等価回路定数である。

** —— は、メーカーより設計データが提供されていない。

*** 設計値及び実測値の基準インピーダンスは各々 3.67 (Ω), 4.0 (Ω) である。

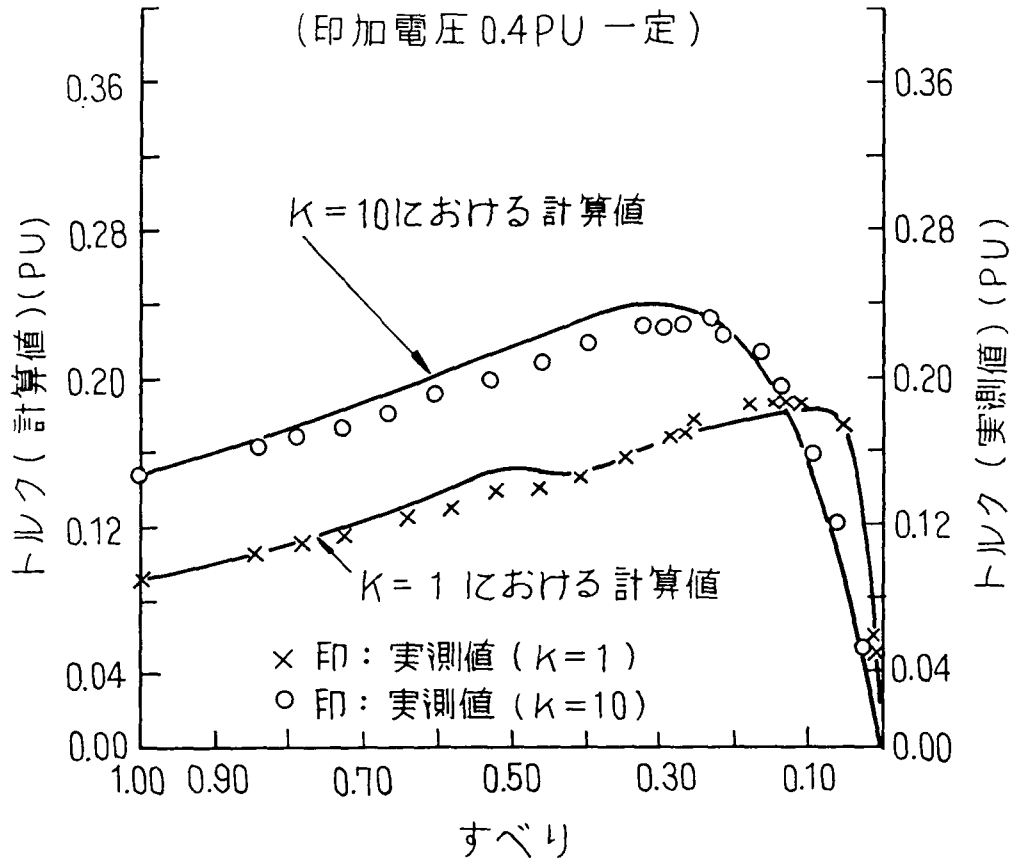


図7.3 トルクー滑り特性

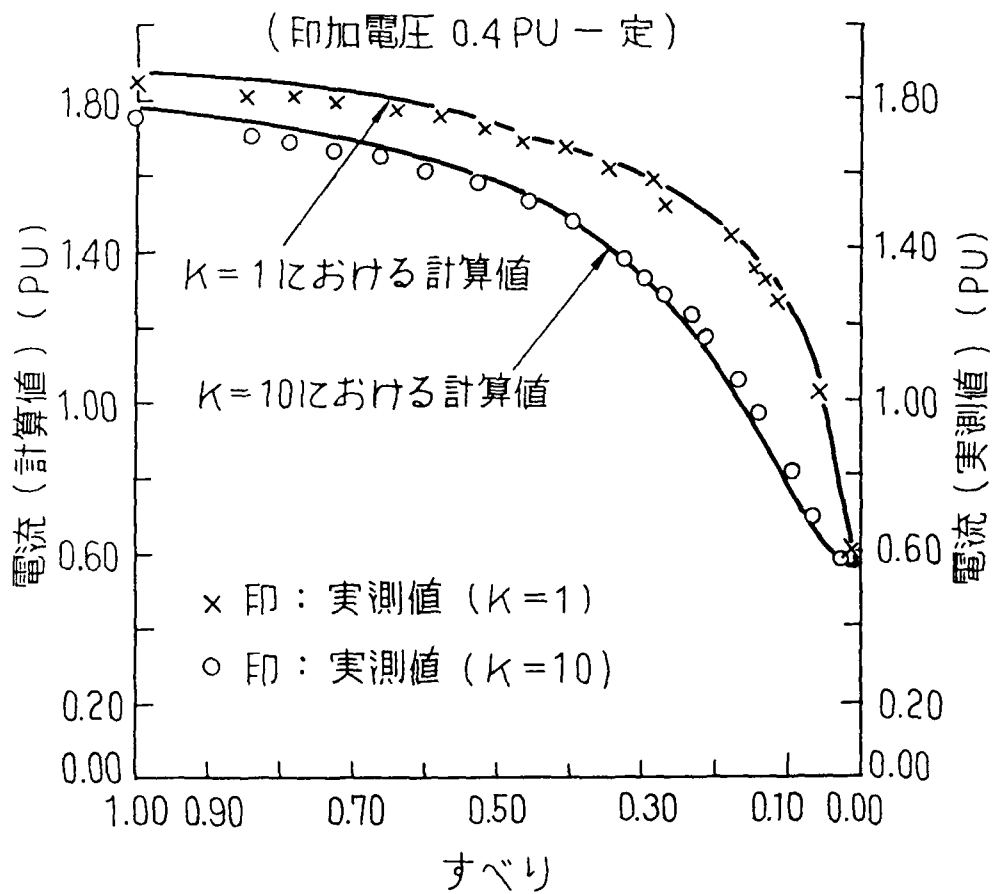


図7. 4 電流-滑り特性

(2) 電機子巻線漏れリアクタンスを変化させたときの始動特性

電動機端子より見たインピーダンスは、表4.3、電機子巻線交流抵抗、直軸同期リアクタンス、横軸同期リアクタンスは、表7.2のままで、表7.3に示すように電機子巻線漏れリアクタンス ($x_l = 0.110PU$) のみを試みに零 ($x_l = 0.0PU$)、50%増 ($x_l = 0.165PU$) とした場合、各々について定数分離を行い、始動特性を推定した。

図7.5は、通常の始動時 ($K=10$) におけるトルク-滑り特性であり、図7.3と同様、実線が推定値、○印が実測値である。実測値と各推定値を比較すると、 x_l が50%増のとき誤差が最大であり、すべり零から最大トルクを発生する範囲 ($S=0\sim 0.3$) において、最大15%増である。この範囲は、トルクが急しゅんであり、電動機到達滑りにおいてはほとんど差がない。 $0.3 < S \leq 1.0$ では、最大9%減である。

図7.6は、通常の始動時 ($K=10$) における電流-滑り特性であり、図7.4と同様、実線が推定値、○印が実測値である。実測値と各推定値を比較すると、 x_l が50%増のとき誤差が最大で6.5%減である。

これらの試みの推定がほぼ一致しているのは、電動機端子よりみたりアクタンスが一定で、それを基に等価回路定数を分離するためで、 x_l が大きくなれば励磁リアクタンス、界磁巻線および始動巻線直軸インピーダンスが小さくなり、逆に x_l が小さくなればそれらは大きくなるため滑りにかかわらず電流がほぼ一定を維持するためと考えられ、このことは x_l の測定において若干の誤差を許容するものである。

表 7. 3 図 7. 5、7. 6 の記号の説明

	x_l	r_a	備 考
①	0.0	0.0415	x_l を 0 とおく
②	0.110	0.0415	x_l, r_a とも推定値
③	0.165	0.0415	x_l を 50% 増
④	0.110	0.0395	r_a を 5 % 減
⑤	0.110	0.0436	r_a を 5 % 増

(界磁回路抵抗 $10 r_f$)

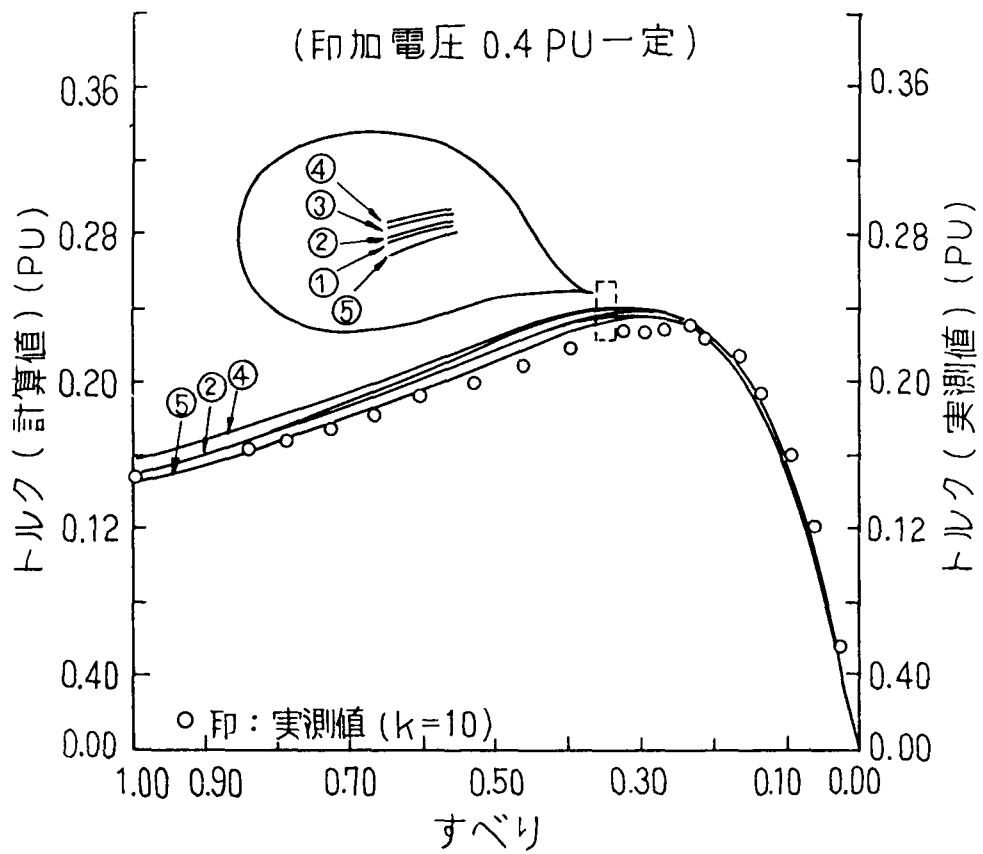


図7. 5 x_l 、 r_a を変化させた時のトルク-滑り特性

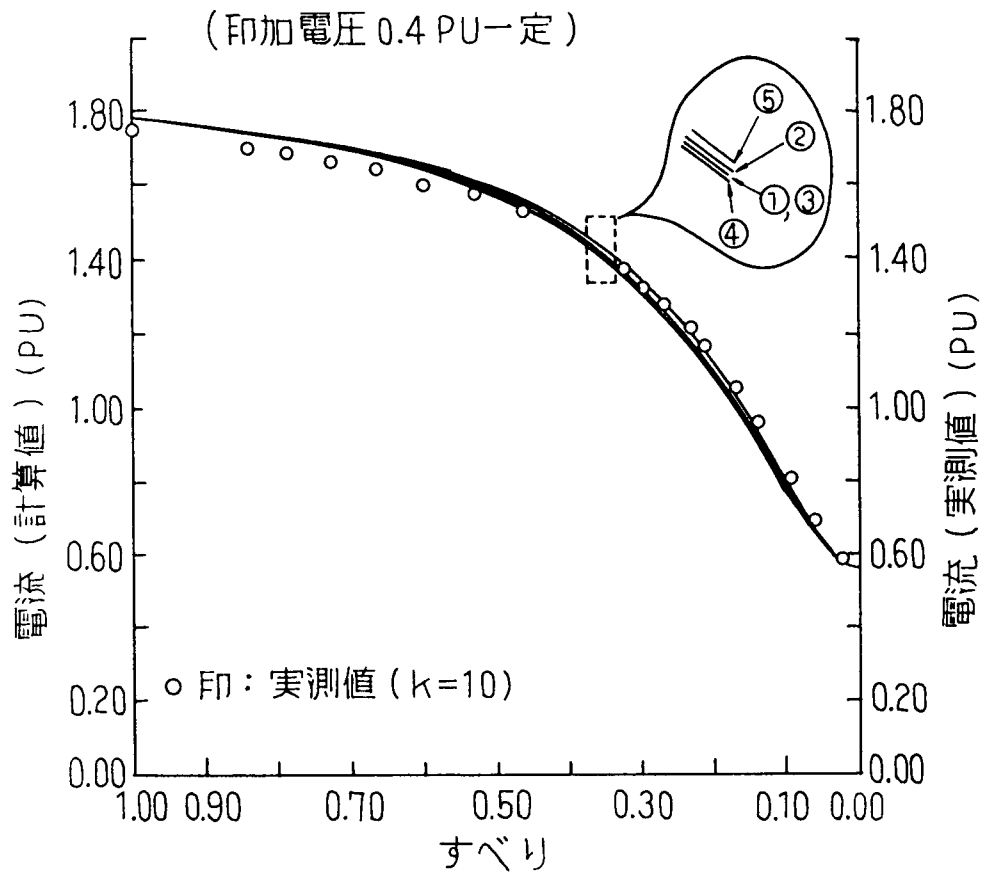


図7.6 x_l 、 r_a を変化させた時の電流-滑り特性

(3) 電機子巻線交流抵抗を変化させたときの始動特性

7.3.2項(2)と同様、電動機端子より見たインピーダンスは、表4.3、電機子巻線漏れリアクタンス、直軸同期リアクタンス、横軸同期リアクタンスは、表7.2のままで、表7.3に示すように電機子巻線交流抵抗($r_a=0.0415\text{ PU}$)のみを試みに5%減($r_a=0.0395\text{ PU}$)、5%増($r_a=0.0436\text{ PU}$)とした場合、各々について始動特性を計算した。

図7.5、図7.6の推定値を実測値($K=10$)と比較すると、トルク、電流は、ともに5%減のとき誤差が最大である。この時のトルクは、 $0.0 \leq S \leq 0.3$ で最大16%増であり、電流は、最大7%増である。また、 $0.3 < S \leq 1.0$ でのトルクは、最大10%減であり、電流は、2.5%減である。

トルクの誤差は、等価回路における抵抗分が直接これに関係するためと考えられる。

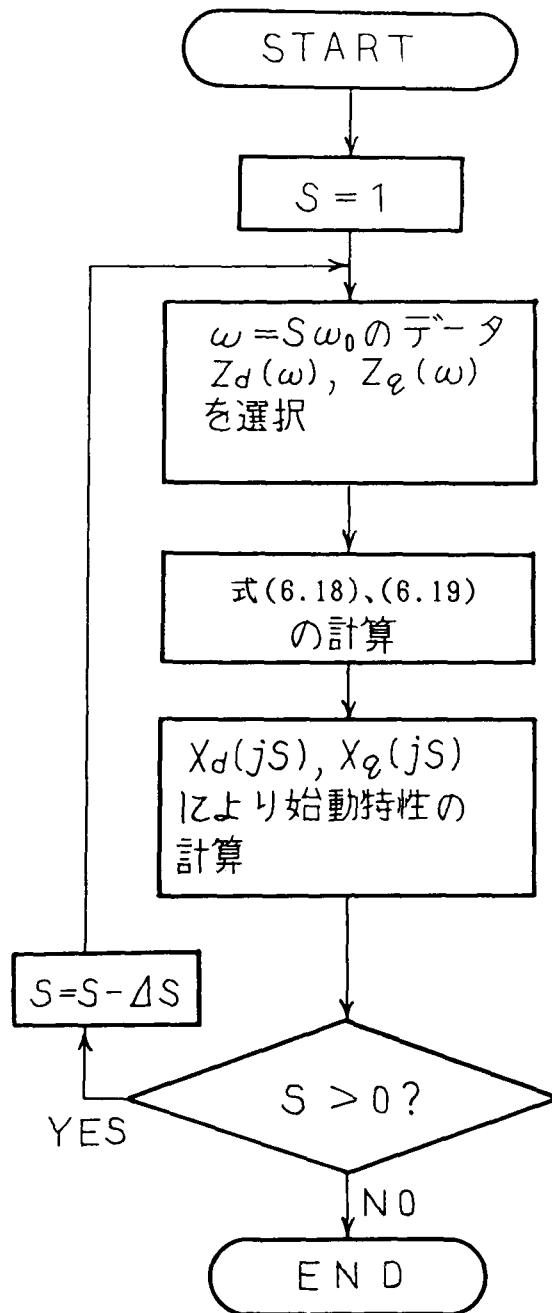
図7.5で、推定値による曲線②より電機子巻線抵抗を5%増にした曲線⑤が実測値と良く一致しているが、これは、回転子側の巻線温度の推定誤差、及びトルク測定に含まれる若干の誤差によるものと考えられる。

7.3.3 直流試験法による始動特性の推定値と実測値との比較・検討

(1) 始動特性の推定値と実測値との比較・検討

第6章で論じた直流試験法により求められる演算子インピーダンスを用いて始動巻線付き突極形同期電動機($10\text{KW}-200\text{V}-31.9\text{A}-50\text{Hz}-4\text{P}$)の始動特性を推定し、実測値と比較・検討する。

始動特性は、直軸、横軸の演算子インピーダンス及び第4章で求めた電機子巻線交流抵抗を用い、印加電圧を 0.4PU 一定とし、図7.7の流れ図により計算した。



S : すべり
 ΔS : すべりの刻み幅
 ω_0 : 電動機の電源周波数

図 7. 7 始動特性の計算方法

図7. 8は、試験電流5 (A) における界磁回路短絡 ($R_f=r_f$, $K=1$) 及び界磁回路外部抵抗短絡 ($R_f=Kr_f$, $K=10$) でのトルク-滑り特性である。いずれも実線が直流試験法から求められる推定値、×印が $K=1$ 、○印が $K=10$ の実測値である。

図7. 9は、電流-滑り特性であり、推定値、実測値の区別は、図7. 8と同様である。

これら始動特性の推定曲線は、一般に速度の全範囲にわたって実測値とほぼ良好な一致を示しており、本法が十分、実用に供しうることを示している。

また、 $0.4 < S < 0.5$ でのトルクのわずかな陥没は、7. 3. 2項と同様に直軸、横軸の非対称性によると考えられるが推定値は良く実測値に追従している。

(2) 試験電流を変化させたときの始動特性

同期電動機各軸のインピーダンスの算出値の差が、始動特性の推定値に与える影響について、試験電流5 (A)、9 (A) における演算子インピーダンスを用いて始動特性を推定し、実測値と比較・検討した。

図7. 10は、界磁回路外部抵抗短絡 ($R_f=Kr_f$, $K=10$) でのトルク-滑り特性である。いずれも実線が直流試験法から求められる推定値、×印が $K=1$ 、○印が $K=10$ の実測値である。

図7. 11は、電流-滑り特性であり、推定値、実測値の区別は、図7. 10と同様である。

直軸同期リアクタンスは、試験電流5 (A) に対して9 (A) の場合は4.3%、横軸同期リアクタンスは、試験電流5 (A) に対して9 (A) の場合は0.37%の差があるが、図7. 10、図7. 11から明らかなように始動特性の推定値には差がほとんど見られない。

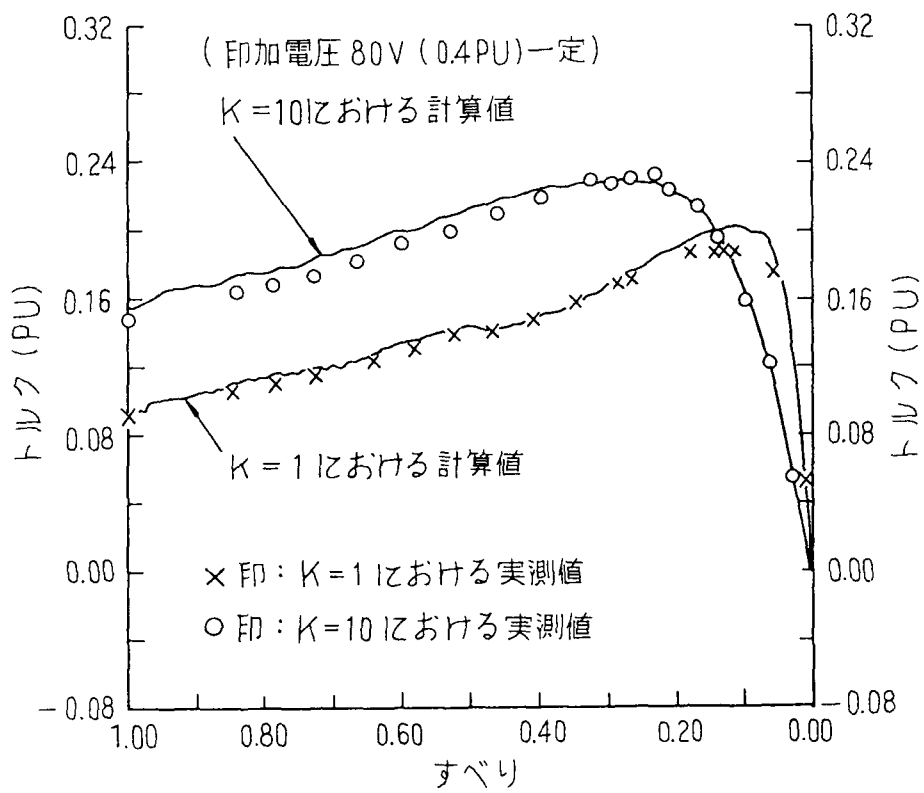


図7.8 試験電流5 (A) におけるトルク-滑り特性

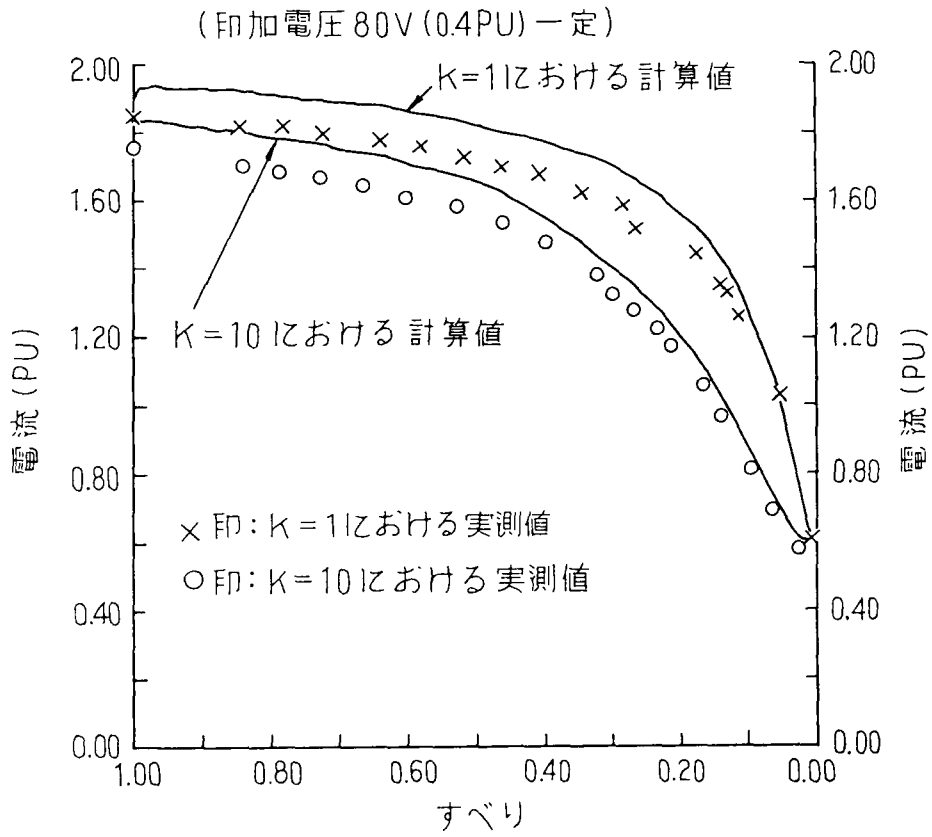


図 7. 9 試験電流 5 (A) における電流 - 滑り特性

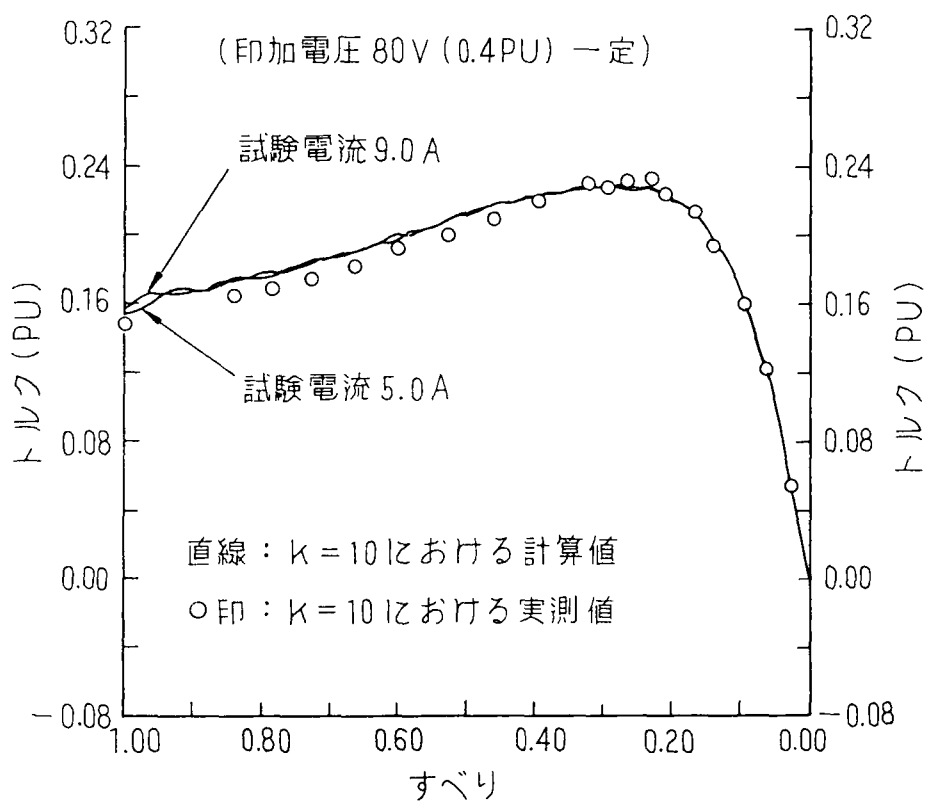


図 7. 10 試験電流 5、9 (A) におけるトルク-滑り特性 ($K=10$)

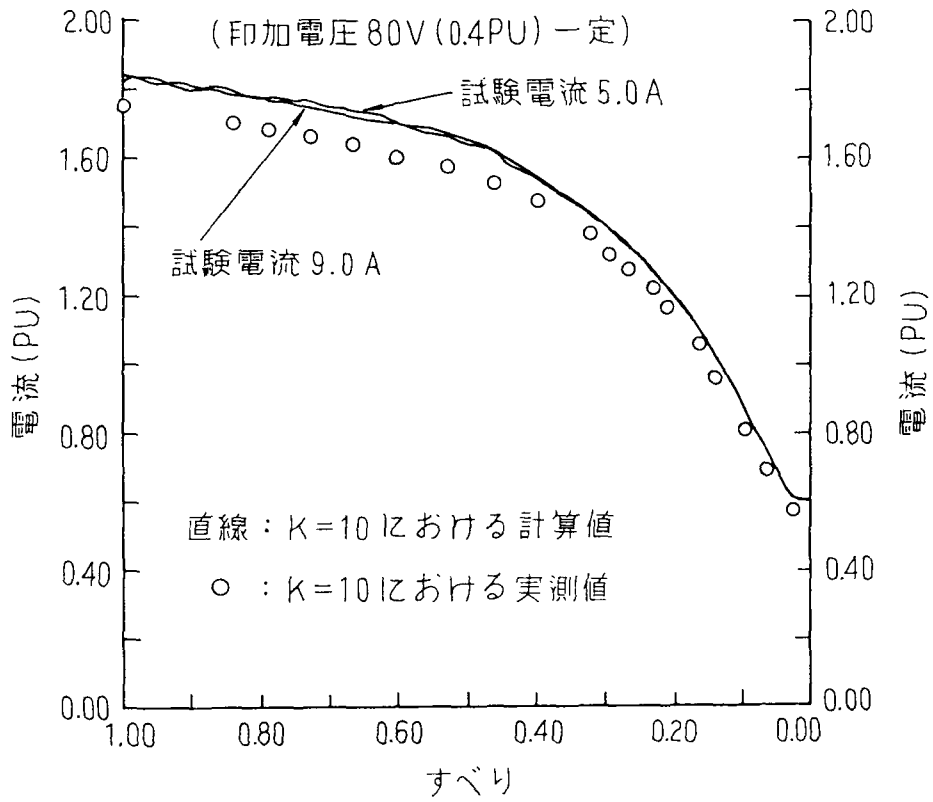


図7. 1 1 試験電流5、9 (A) における電流-滑り特性 ($K=10$)

(3) 直流試験法と単相交流印加法による始動特性の比較

図7.3の単相交流印加法と図7.8の直流試験法によるトルク-滑り特性、また、図7.4の単相交流印加法と図7.9の直流試験法による電流-滑り特性を比較する。いずれの場合も実測値と良く一致しており、単相交流印加法、直流試験法のいずれを使用しても始動特性の推定が可能である。

7.4 塊状磁極同期電動機の始動特性推定結果とその評価

7.4.1 塊状磁極インピーダンスの反復計算

始動時のインピーダンス計算は、7.2節によるが、滑りを一定としギャップ電圧を変化させてインピーダンスを収束させる反復計算は、図7.12の流れ図により行っている。

このため、塊状磁極インピーダンスの近似式の誤差が7.4.2項の始動特性に与える影響は、この計算が図7.12の反復法によるためかなり抑制されている。例えば、始動特性計算でインピーダンスを過大に計算した場合は、磁極に加わる電圧が過大になり、式(5.21)～(5.24)によりインピーダンスは減少する(インピーダンスは電圧に対してマイナスのべき乗である)。この反復計算によりインピーダンス値は収束するが、この時の結果は、もともと過大であったインピーダンスが減少した状態で落ち着く。従って始動特性の推定では、 α 、 β に多少の誤差があってもあまり変動しない状況であった。

また、塊状磁極の滑り $S=0.005\sim 1.0$ における(ギャップ電圧 SE (相電圧) / 周波数 f) の計算値は、以下のとおりである。

$$\text{直軸： } SE_d / S f = 1.033(V/Hz) (S=0.005) \sim$$

$$SE_d / S f = 0.5478(V/Hz) (S=1.0)$$

$$\text{横軸： } SE_q / S f = 1.037(V/Hz) (S=0.005) \sim$$

$$SE_q / S f = 0.7599(V/Hz) (S=1.0)$$

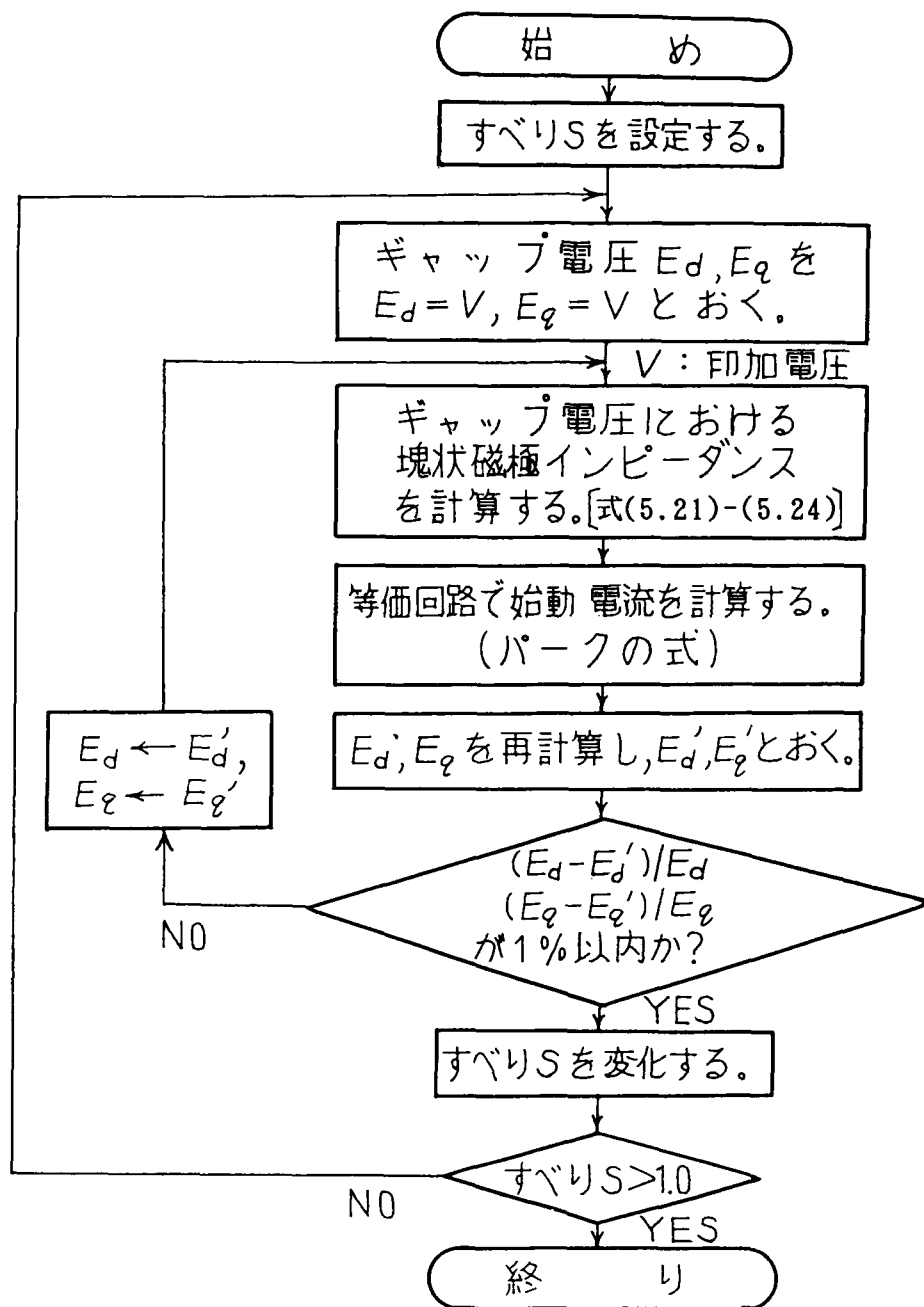


図7. 12 塊状磁極インピーダンスの決定法

これらより、各滑りにおける塊状磁極のインピーダンスは、図5.7～図5.10において直線で近似した範囲内で計算していることが確認できる。

図7.13は、図7.12の反復計算で誤差1%とした場合のギャップから見た等価回路上での二次側分担電圧の収束の計算例を示すが、各軸は2～3回で収束している。

7.4.2 始動特性の推定値と実測値との比較・検討

(1) 等価回路定数算出値による始動特性

第5章で論じた表7.4の単相交流印加法による等価回路定数分離結果を用いて塊状磁極突極形同期電動機(10KW-200V-31.9A-50Hz-4P)の始動特性を印加電圧0.45(PU)一定で計算し、実測値と比較・検討する。

図7.14は、界磁回路短絡($R_f=r_f, K=1$)及び界磁回路外部抵抗短絡($R_f=Kr_f, K=10$)におけるトルク-滑り特性である。いずれも実線は、推定値、×印は $K=1$ 、○印は $K=10$ での実測値である。実測値は、付録2により測定した。

図7.15は、電流-滑り特性であり、推定値、実測値の区別は、図7.14と同様である。

これら始動特性の推定曲線は、一般に速度の全範囲にわたって実測値とほぼ良好な一致を示しており、本法が十分実用に供しうることを示している。なお、トルク-滑り特性では、 $K=10$ の $0.08 < S < 0.3$ の範囲で実測値と推定値に若干の相違が見られるが、これは塊状磁極インピーダンスの磁束密度、周波数に対する近似式の精度によるものと考えられる。

また、 $0.4 < S < 0.5$ でのトルクの陥没は、7.3節と同様直軸、横軸の非対称性によると考えられるが計算値は良く実測値に追従している。これは、直軸と横軸では磁気抵抗が異なり、このために直軸と横軸の演算子インピーダンスが異

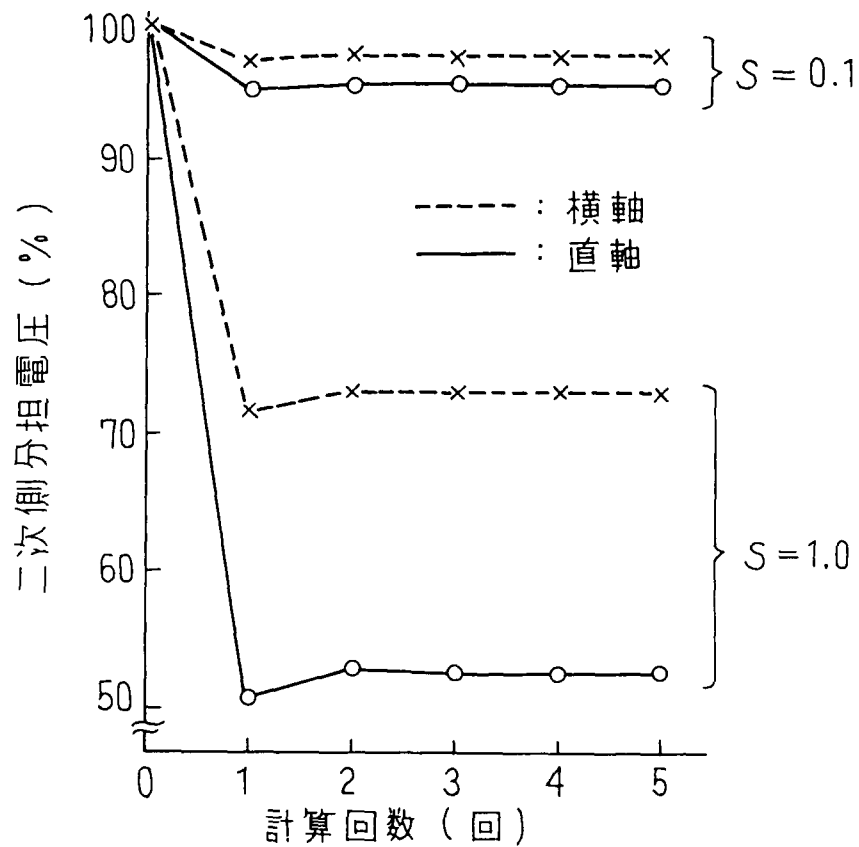


図7. 13 2次側分担電圧の収束
(端子電圧0.45(PU)を100%とする。)

表 7. 4 始動特性の推定に使用する等価回路定数
(10KW-200V-31.9A-50Hz-4P、塊状磁極)

単位 (PU)

等価回路定数	設計値	実測値
電機子巻線抵抗 r_a	——	0.0444
電機子巻線漏れリアクタンス x_l	——	0.1148
直軸励磁リアクタンス x_{ad}	——	0.8740
界磁巻線抵抗 r_f	——	0.0153
界磁巻線漏れリアクタンス x_f	——	0.1609
塊状磁極直軸抵抗 r_{kd}	——	0.2696
塊状磁極直軸漏れリアクタンス x_{kd}	——	0.5893
横軸励磁リアクタンス x_{aq}	——	0.4710
塊状磁極横軸抵抗 r_{kq}	——	1.250
塊状磁極横軸漏れリアクタンス x_{kq}	——	0.7376
直軸同期リアクタンス x_d	1.066	0.9888
横軸同期リアクタンス x_q	0.6110	0.5858

* 実測値は、商用試験と単相交流印加法による。

ギャップ電圧 0.13 (PU)における等価回路定数である。

** —— は、メーカーより設計データが提供されていない。

*** 設計値及び実測値の基準インピーダンスは、各々 3.67(Ω)、4.0(Ω)である。

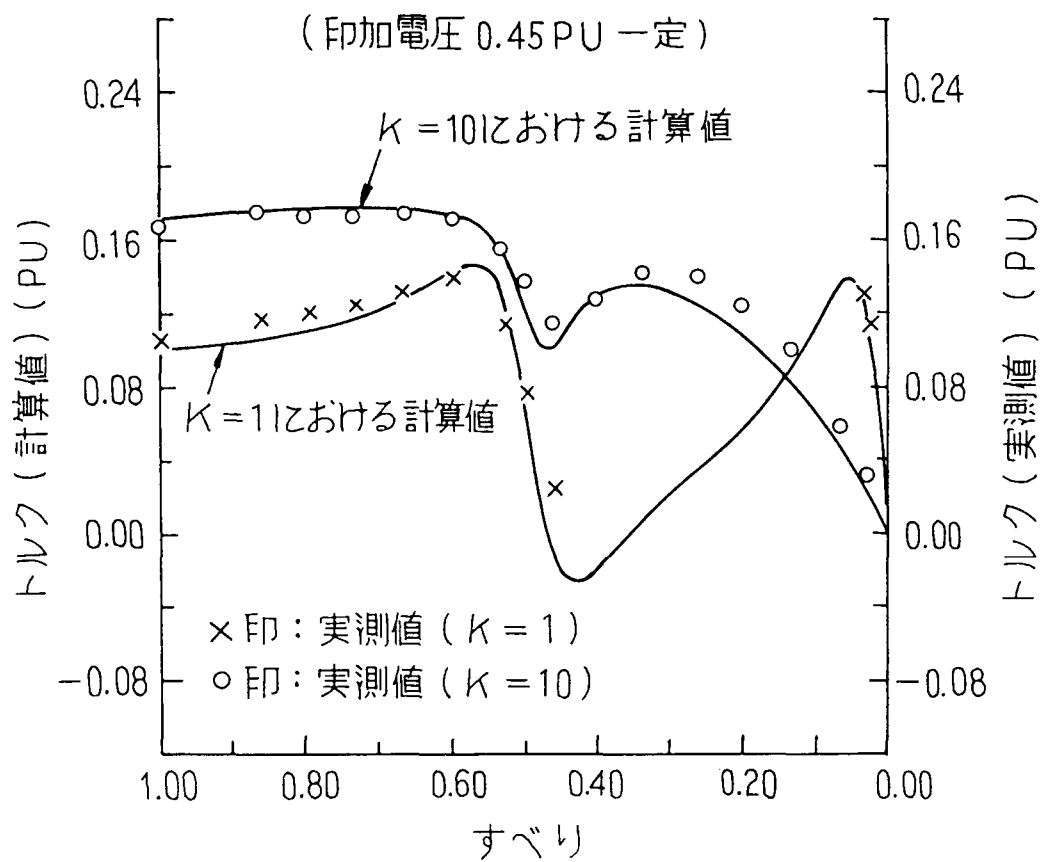


図 7. 1 4 トルクー滑り特性

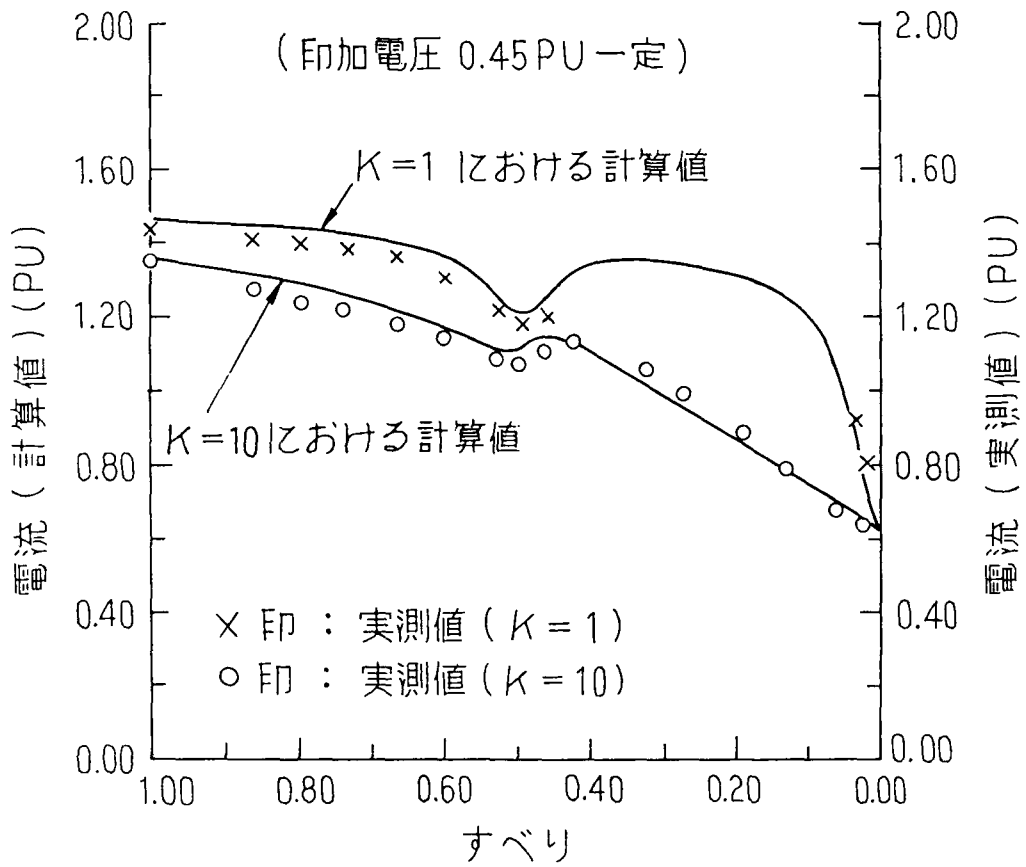


図7. 15 電流-滑り特性

なるためである。これらの差が大きくなればなるほど誘導電動機のゲルゲス現象のように滑り $S = 0.4 \sim 0.5$ 付近で鞍部が大きくなる。

これは、以下に示す演算子インピーダンスの計算結果より明らかである。

図 7. 14 のトルク-滑り特性で鞍部が大きくなる滑り $S = 0.4$ で、 $K=1$ 及び $K=10$ における横軸演算子インピーダンスは、 $0.50 (PU)$ 、 $K=1$ における直軸演算子インピーダンスは、 $0.23 (PU)$ 、 $K=10$ における直軸演算子インピーダンスは、 $0.33 (PU)$ であった。この時の直軸と横軸の演算子インピーダンスを比較すると $K=1$ の方がその差が大きいため、 $K=10$ に比べて鞍部が大きくなる。

(2) 電機子巻線漏れリアクタンスを変化したときの始動特性

表 7. 4 の電機子巻線漏れリアクタンスの算出値 $x_l = 0.1148 (PU)$ は、無負荷飽和曲線、短絡特性曲線および電機子反作用アンペア・ターンの設計値から求めている。

探りコイル法による x_l は、 $x_l = 0.1363 (PU)$ であり、前者に対して 18.7 (%) の差となる。

電機子漏れリアクタンス x_l の算出誤差による始動特性への影響を調べるために、電動機端子より見た 1 相当りのインピーダンスを表 5. 2、電機子巻線交流抵抗、直軸同期リアクタンス、横軸同期リアクタンスを表 7. 4 のままで $x_l = 0.1148 (PU)$ を基準として、これを $\pm 20\%$ 変化した場合について定数分離を行い、 $K=10$ における始動特性を推定した。

図 7. 16 は、トルク-滑り特性、図 7. 17 は、電流-滑り特性である。基準の始動特性 ($x_l = 0.1148 (PU)$) に対する差は、トルク-滑り特性において、トルクが急峻な $S = 0.0 \sim 0.4$ で最大 13% 程度 (負荷を加速した場合の到達すべりは、殆ど差がない)、それ以外では最大 4.0% 程度であり、電流-すべり特

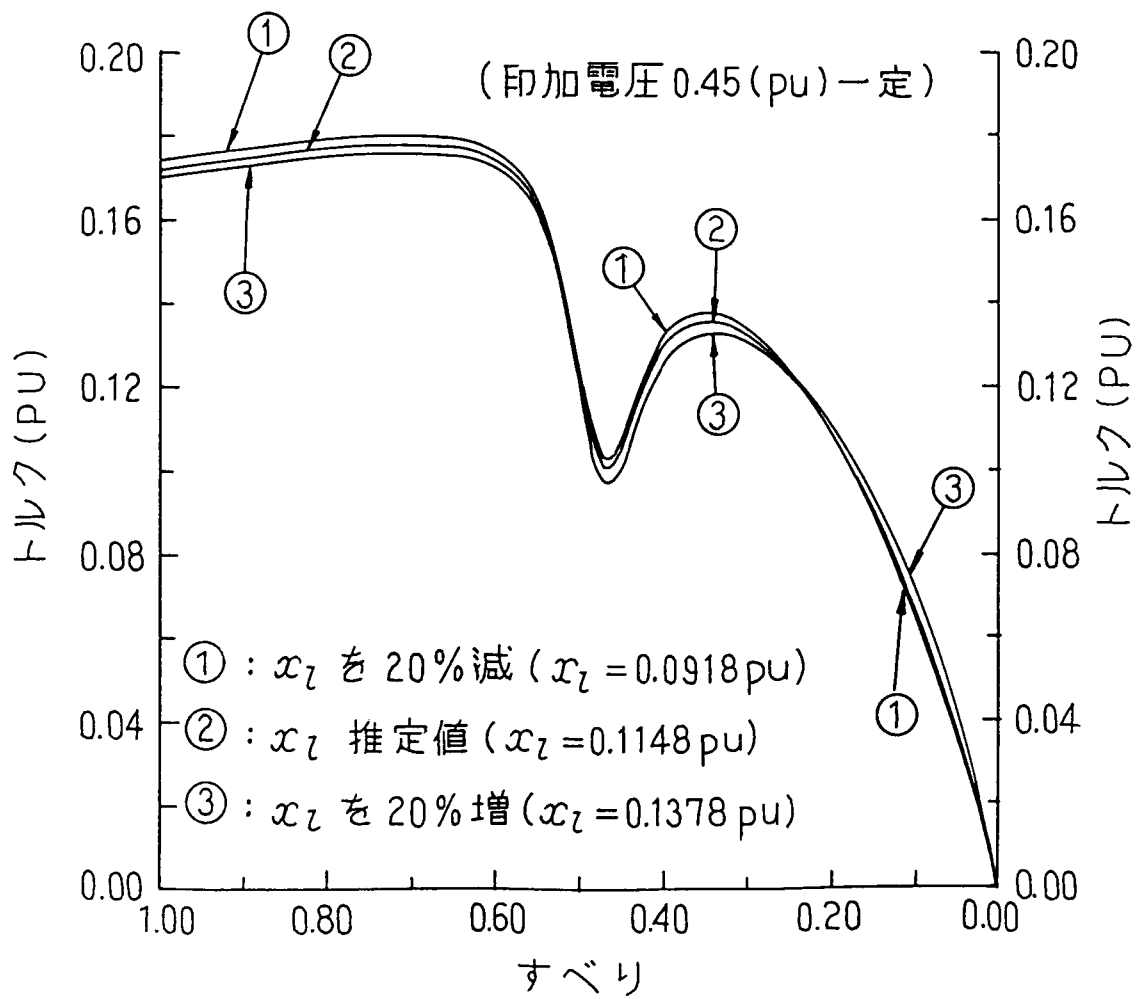


図7. 16 x_l を変化させたときのトルク-滑り特性

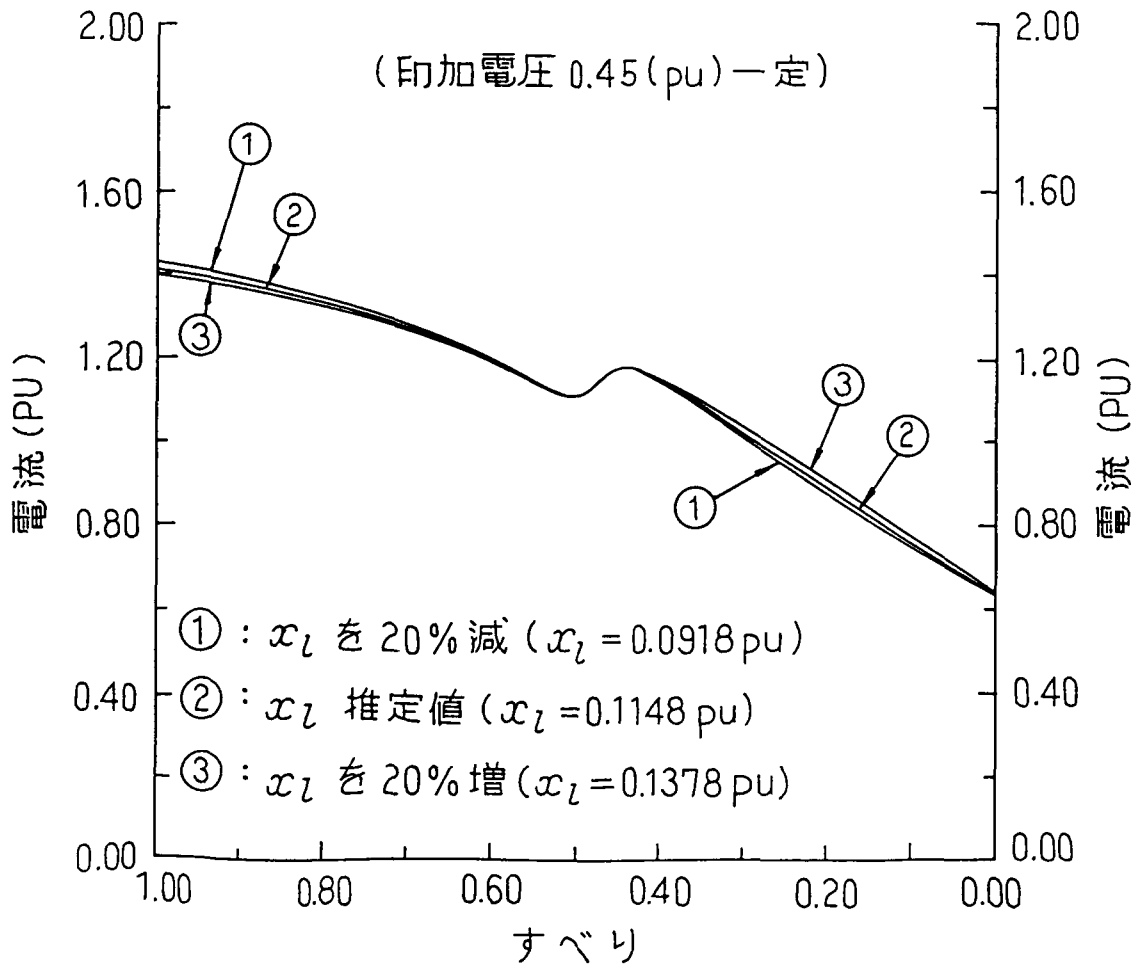


図7. 17 x_l を変化させたときの電流-滑り特性

性において、最大2.3%程度である。

7.5 まとめ

本章では、第2章～第6章で論じた等価回路定数あるいは演算子インピーダンスを用いて始動特性を推定し、実測値と比較・検討した。

本章で得られた結果を述べると次のとおりである。

(1) 誘導機に比べて相対的に鉄心長の短い同期機の場合、導体棒と端絡環より構成される始動巻線インピーダンスで、端絡環インピーダンスを無視するとトルクが滑りが小さい範囲を除いて実測値と大幅に異なって少なく計算される。したがって始動特性の推定においては、端絡環インピーダンスを無視することができない。

(2) 単相交流印加法あるいはダルトン・カメロン法と商用試験とを組み合わせた始動巻線付き同期電動機の等価回路定数算出法は、始動特性の推定値が実測値と一致することにより、この方法が十分、実用に供しうることを確認した。

(3) 直流試験法は、始動巻線付き同期電動機の始動特性の推定値が実測値と良く一致することにより、同期電動機の電機子巻線の端子から見たインピーダンスの算出法として十分実用に供しうることを確認した。

(4) 単相交流印加法と商用試験とを組み合わせた塊状磁極同期電動機の等価回路定数算出法及び塊状磁極のインピーダンスを磁束密度と周波数の関数として表現する方法は、始動特性の推定値が実測値とほぼ一致することにより、これら一連の手法が妥当であることを確認した。

(5) 単相交流印加法あるいはダルトン・カメロン法と商用試験とを組み合わせた等価回路定数算出法は、電機子巻線漏れリアクタンスの算出で誤差を含んでも始動特性にあまり影響しないが、電機子巻線交流抵抗は直接トルクに影響する。

第 8 章

結 論

第8章 結論

本論文では、各種産業において、数多く使用されている中、大容量の同期電動機の等価回路定数あるいは電機子巻線の端子から見たインピーダンスを実用上、十分な精度で算出する方法を提案し、さらにそれらの結果を用いて、始動特性を推定する方法について、設計値を用いた場合、試験値を用いた場合に分けて論じた。

同期電動機の設計値を用いて始動特性を精度良く推定するためには、誘導機に比べて相対的に鉄心長が短い同期電動機の場合、始動巻線インピーダンスに対する端絡環の抵抗分の寄与が大きく、これを無視できないことを実測値との比較・検討より明らかにした。このための端絡環インピーダンスを考慮した始動巻線等価インピーダンスの算出法について明らかにした。

また、同期電動機の等価回路定数あるいは電機子巻線の端子から見た各周波数におけるインピーダンスを試験値から算出する方法は、目的とした小容量の電源による簡単な等価試験によって行えることを始動特性の推定値と実測値との比較・検討より明らかにした。

以下、各章別に得られた結論をまとめると次のとおりである。

第1章では、本論文に関する背景と、その中に占める本研究の意義を明らかにし、その中心課題が、各種産業において数多く使用されている中、大容量の同期電動機の始動時のトルク、始動時の電流等の始動特性を小容量の電源による簡単な等価試験によって実用上、十分な精度で推定する方法の確立、に集約されることを述べた。

第2章では、突極形同期電動機の標準解析理論である「同期機の二反作用理論」より、直軸及び横軸の等価回路の導出方法を述べ、これら等価回路定数のうち電機子巻線の交流抵抗、漏れリアクタンスの算出方法を示した。また、直軸及び横軸の同期リアクタンスを精度良く測定する方法についても明らかにした。

特に、電機子巻線漏れリアクタンスは、無負荷飽和曲線、短絡特性曲線と電機子反作用アンペア・ターンの界磁巻線換算値を組み合わせることで算出できることを明らかにした。

第3章では、設計値を用いて、端絡環のインピーダンスを考慮した始動巻線等価インピーダンスを算出する2つの方法を明らかにした。

第Iの方法は、直軸あるいは横軸の導体棒電流が空間的に、正弦波状に分布し、時間的位相はすべて等しいという仮定をし、始動巻線に吸収される全電力が電機子巻線電流で生ずるものとして置き換えることにより、電機子巻線側に換算した等価インピーダンスを算出する方法である。

第IIの方法は、各軸に関して対称な位置にある導体棒対とその端絡環によって形成される回路の正弦波交番磁界に対する電圧方程式を立て、各導体棒電流を求め、この導体棒電流によるギャップでの起磁力は電機子反作用起磁力に等しいという関係から等価インピーダンスを算出する方法である。

また、各導体棒電流の位相差、各導体棒を流れる電流（直軸、横軸電流の合成）の最大値を計算し、考察した。

第4章では、近似的に初期過渡リアクタンスを決定する方法として知られている単相交流印加法（巻線軸と磁極軸が同方向あるいは直角方向の特殊な場合）あるいはダルトン・カメロン法の試験と商用試験とを組み合わせることにより、始動巻線付き同期電動機の等価回路定数が実用上、十分な精度で分離、決定できることを明らかにした。

また、この試験法は、大容量機において、例えば定格電圧の1/20程度の電圧を加えることにすれば、定格電圧印加時のほぼ1/800の小容量電源（皮相容量）で等価回路定数の算出が可能であることを明らかにした。

第5章では、塊状磁極同期電動機の等価回路定数がギャップ電圧の大きさが一定の条件で、第4章の単相交流印加法により分離、決定できることを明らかにし

た。また、磁束密度および周波数によって変化する塊状磁極のインピーダンスは、これらの関数として表現できることを実測結果より明らかにした。

第6章では、始動巻線付き同期電動機の電機子巻線の端子から見た各周波数におけるインピーダンスが直流減衰電流をフーリエ変換することによって、実用上、十分な精度で求められることを明らかにした。このための直流試験法を提案した。

また、C.CONCORDIA らが同期電動機の始動に使用している記号を用いて、端子から見たインピーダンスを回転子側から電機子巻線側に換算した演算子インピーダンスに変換した。そしてこれらの演算子インピーダンス軌跡を求め、考察した。さらに、直流試験法の試験電流を変化させたときの演算子インピーダンス軌跡を求め検討した。

第7章では、R.H.Parkの式から始動特性の計算式を導出し、この計算式を用いて、第3章、第2章と第4章、第2章と第5章より求められる等価回路定数及び第6章の演算子インピーダンスと第2章の電機子巻線交流抵抗を用いて始動特性を推定し、実測値と比較・検討した。これより、以下の事項が明らかになった。

(1) 導体棒と端絡環より構成される始動巻線において、誘導機に比べて相対的に鉄心長（導体棒の長さ）が短い同期電動機の場合、端絡環のインピーダンスを無視できない。

(2) 単相交流印加法あるいはダルトン・カメロン法と商用試験とを組み合わせた始動巻線付き同期電動機の等価回路定数の算出法は妥当である。

(3) 直流試験法による始動巻線付き同期電動機の電機子巻線の端子から見たインピーダンスの算出法は妥当である。

(4) 単相交流印加法と商用試験とを組み合わせた塊状磁極同期電動機の等価回路定数の算出法及び塊状磁極のインピーダンスを磁束密度と周波数の関数として表現した方法は妥当である。

(5) 単相交流印加法あるいはダルトン・カメロン法と商用試験とを組み合わせ

た同期電動機の等価回路定数の算出法では、電機子巻線漏れリアクタンスの算出に誤差を含んでも始動特性にあまり影響しないが、電機子巻線交流抵抗は直接トルクに影響する。

今後の課題としては、次の項目があげられる。

(1) 塊状磁極特性の測定例を集積して標準値を設定する。

(この際は、極めて小容量の電源で等価回路定数が決定される。)

(2) 対象とする中、大形同期電動機は、一般に低減電圧で始動すると考えられ、滑りの大きい範囲では磁気飽和の影響はほとんどないと推定されるが、滑りが小さくなって全電圧に切り換え後の磁気飽和の影響を検討する。

(3) 全ての試験法について、試験容量を極めて小さくし、印加電圧を低減した場合に初期透磁率の同期リアクタンスに与える影響について調査する。

以上、本論文は、設計値及び試験値からの始動特性について論じたものである。

特に、試験値を用いて等価回路定数を算出し、始動特性を推定する方法は、設計値をまったく使用しないのでメーカーとユーザ間での同期電動機の工場引き渡しにおいて、客観的な試験法となるものである。したがって本方式は、同期電動機本体、工場内配線、保護装置、制御装置等の設計の合理化に対しておおいに寄与するものと確信している。

また、本論文は、同期電動機に関する理論及び技術の発展に貢献すると共に、将来の規格化のための基盤の形成に寄与するものであると考える。

謝辞

本論文は、明治大学松瀬貢規教授のご指導のもとに作成されたものである。ご懇切なご指導とご鞭撻を賜ったことに対し心から厚くお礼申し上げます。

そして、種々、ご指導、ご討論をいただいた明治大学西山栄枝教授、三木一郎教授に厚くお礼申し上げます。

また、本研究の先鞭をつけていただき、終始、ご指導、ご教示を賜った職業訓練大学校小田荘一教授に深く感謝の意を表します。その間、種々、ご助言、ご助力いただいた職業訓練大学校早川宗八郎校長、中野弘伸教授、山本和直助教授、橋本光男助教授及び小田研究室とその同窓生の方々に厚くお礼申し上げます。

さらに、第3章及び第7章で用いた供試機の設計値及び実測値を提供され、有益なご助言をいただいた(株)安川電機製作所岸森幹生氏(現:(株)ワイ・イー・データ)、豊田宣暢氏、第2章、第4章、第5章、第6章及び第7章で用いた供試機の製作を快く引き受けていただき、有益なご意見をいただいた(株)安川電機製作所豊澤政男氏、貴重な資料を提供していただいた富士電機(株)篠崎信行氏、(株)明電舎酒井英敏氏の方々に厚くお礼申し上げます。

本研究の一部は、明治大学松瀬研究室への内地研究により行われたものであり、内地研究の際、貴重なご討論をいただいた明治大学久保田寿夫専任助手に厚くお礼申し上げます。また、この機会を与えてくださった職業訓練大学校矢吹茂郎長期課程部長をはじめ、電気工学科職員の方々に深く感謝致します。

参考文献

参考文献

- (1) 清水他：電気機器 I、オーム社、P.377、昭54
- (2) 加賀他：同期機、東京電機大学出版局、P.280、昭48
- (3) 山下他：電気機器便覧、オーム社、P.786、昭33
- (4) 電気学会標準規格：JEC-114、P.65,66、1979
- (5) 斉藤他：最近の大形同期電動機、富士時報、Vol.46、No.9、1973
- (6) 電気協同研究他：揚水発電所の機器計画、電気協同研究、30巻、第1号、1989
- (7) 宮入：回転機の進歩と将来の展望、電気学会雑誌、5月号、P.1、昭51
- (8) 電気学会編：電気学会ハンドブック、P.687、昭56
- (9) 清水他：電気機器 I、オーム社、P.377,378、昭54
- (10) 森安他：最近の同期電動機（その1）、富士時報、Vol.42、No.9、1969
- (11) 高橋：同期電動機及び同期調相機、電気学会雑誌、Vol.96、No.5、昭51
- (12) 電気学会標準規格：JEC-114、P.65～70、1979
- (13) 電気学会技術報告：同期機試験法要綱（そのⅢ）、第85号、P.1～6、昭43
- (14) 電気学会編：電気学会ハンドブック、P.702,703、昭56
- (15) 森安：最近の同期電動機（その2）、富士時報、Vol.42、No.10、1969
- (16) M.E.TALAAT：A New Approach to Calculation of Synchronous Machine Reactances Part 1、AIEE、Vol.75、1955
- (17) M.E.TALAAT：A New Approach to Calculation of Synchronous Machine Reactances Part 2、AIEE、Vol.76、1956
- (18) 大富：極間に於て導体棒を欠除せるかご形巻線の合成インピーダンス、電気学会論文誌、Vol.5、No.2、昭19
- (19) TH.LAIBLE：Die Theorie der Synchronmaschine、Springer-Verlag社、1952

- (20) C.CONCORDIA : Synchronus Machines(book)、John Wiley & Son社、1951
- (21) 電気学会通信教育会 : 同期機、P.39~55、電気学会、昭37
- (22) 電気学会通信教育会 : 電機設計概論、P.187~199、電気学会、昭26
- (23) 竹内原著 : 電機設計学、オーム社、P.47~75、昭56
- (24) 小田 : 同期機の二反作用理論と単位法、財団法人職業訓練教材研究会、
P.38~55、昭56
- (25) 吉田・野村 : 塊状磁極形同期電動機の始動特性、三菱電機技報、Vol.48、
、No.2、1974
- (26) 小田 : 塊状磁極同期電動機の始動特性、電気学会論文誌、Vol.95、No.4、
昭50
- (27) G.F.T.WIDGER,B.ADKINS : Starting Performance of Synchronous Motors
with Solid Salient Poles、IEE、Vol.115、No.10、1968
- (28) T.M.LINVILLE : Starting Performance of Salient-Pole Synchronous
Motors、Trans. AIEE、P.531~547、1930
- (29) 電気学会編 : 電気学会ハンドブック、P.719、昭56
- (30) 清水他 : 電気機器 I、オーム社、P.377、昭54
- (31) 荒・小田 : 同期機制動巻線における端絡環インピーダンスの電機子側へ
の換算、職業訓練大学校研究発表講演会、P.23、1982
- (32) 荒・小田 : 同期機制動巻線における端絡環インピーダンスの電機子側へ
の換算、電気学会全国大会、No.709、昭58
- (33) 荒・小田 : 端絡環インピーダンスを考慮した制動巻線の等価インピーダ
ンス、職業訓練大学校研究発表講演会、P.21、1983
- (34) 荒・小田 : Equivalent Impedance of Damper Winding in Considera-
tion of End Ring Impedance、T.IEE Japan、Vol.104、No.9/10、1984
- (35) 電気学会標準規格 : JEC-114、P.73~85、1979

- (36) IEC Pub.34-4:Methods for Determining Synchronous Machine Quantities from Test、P.11~90、1985
- (37) 電気学会技術報告：同期機試験法要綱（そのⅠ）、第71号、P.46、昭40
- (38) 電気学会技術報告：同期機試験法要綱（そのⅢ）、第85号、P.7~14、昭43
- (39) 電気学会技術報告：同期機試験法要綱、第18号、P.29~34、昭47
- (40) IEC Pub.34-4:Methods for Determining Synchronous Machine Quantities from Test、A57~A58、1985
- (41) IEC Pub.34-4:Methods for Determining Synchronous Machine Quantities from Test、A59~A60、1985
- (42) SHERWIN H. WRIGHT: Determination of Synchronous Machine Constants by Test、Trans. AIEE、P.1331~1351、1931
- (43) A.AH.FOCK,P.M.HART: New Method for Measuring X_d and X_q Based on the P-Q Diagram of the Lossy Salient-Pole Machine、IEE、Vol.131, PT.B,No.6、1984
- (44) P.BHARALI,B.ADKINS: Operational Impedances of Turbogenerators with Solid Rotors、IEE、Vol.110,No.12、1963
- (45) E.YA.KAZOVSKI,G.G.RAGOZIN: Turbogenerator Frequency Characteristics Determined Experimentally (ロシア語)、ELECTRICHESTVO、No.10,P.14-22、1963
- (46) S.K.SEN,B.ADKINS: The Application of the Frequency Response Method to Electrical Machines、Proceedings of the IEE、Part C Vol.103、No.4、1956
- (47) E.EITELBERG,R.G.HARLEY: Estimating Synchronous Machine Electrical Parameters from Frequency Response Tests、Trans. IEEE、Vol.EC-2, No.1、1987

- (48) J.C.PRESCOTT,A.K.EL-KHARASHI : A Method of Measuring Self-Inductances Applicable to Large Electrical Machines、Pr.IEE、Part A Vol.1、106、No.26、1959
- (49) JEAN-CLAUDE MAUN : Comparison Between Identification Method of Synchronous Machine Dynamic Parameters、Proc. Summer Comput. Simulation Conf.(USA)、P.145~150、1987
- (50) IEEE Std 115A : IEEE Standard Procedures for Obtaining Synchronous Machine Parameters by Standstill Response Testing、1987
- (51) EPRI : Confirmation of Test Methods for Synchronous Machine Dynamic Performannce Models、1988
- (52) 荒・小田・仲野 : 突極形同期電動機の始動特性推定法—商用周波単相交流印加法一、第26回職業訓練大学校研究発表講演会、P.3、1988
- (53) 荒・小田 : 突極形同期電動機の始動特性推定法 —商用周波単相交流印加法一、電気学会回轉機研究会資料、RM-88-10、昭63
- (54) 荒・小田 : 始動巻線付き同期電動機の始動特性推定法、電気学会論文誌、Vol.110-D、No.8、1990
- (55) 荒・小田 : 塊状磁極突極形同期電動機の始動特性推定法、電気学会回轉機研究会資料、RM-89-72、昭64
- (56) 荒・小田 : 塊状磁極突極形同期電動機の始動特性推定法、職業訓練大学校研究発表講演会、P.11、1989
- (57) 荒・小田・松瀬 : 塊状磁極形同期電動機の始動特性推定法、電気学会論文誌、Vol.111-D、No.4、1991
- (58) 荒・山本・小田・松瀬 : 直流試験による同期電動機の等価回路インピーダンス推定法、電気学会回轉機研究会資料、RM-90-66、1990

- (59) 荒・山本・小田・松瀬：直流試験法による同期電動機の始動特性推定法、
電気学会D分冊投稿中、1991（3月）
- (60) R.H.PARK：Two-Reaction Theory of Synchronous Machines Part 1、
AIEE、P.716～730、1929
- (61) 片岡：交流機の解析理論、電気学会全国大会講演論文集、S.10-1、平成2年
- (62) IEC Pub.34-4:Methods for Determining Synchronous Machine
Quantities from Test、25～27、1985
- (63) IEC Pub.34-4:Methods for Determining Synchronous Machine
Quantities from Test、34～37、1985
- (64) 電気学会標準規格：JEC-114、P.40、P.73～75、1979
- (65) 上之園・岡田・高：滑り法による同期機定数の測定に関する一考察、
電気学会論文誌B、Vol.94-B、No.8、1974
- (66) IEC Pub.34-4:Methods for Determining Synchronous Machine
Quantities from Test、A39～A40、1985
- (67) 猪狩：電気機械理論、P.147～243、コロナ社、昭52
- (68) 小田：同期機の二反作用理論と単位法、財団法人職業訓練教材研究会、
、P.1～37、昭56
- (69) IEC Pub.34-10:Conventions for Description of Synchronous
Machines、1975
- (70) 猪狩：電気機械学（訂正版）、コロナ社、P.217,218、昭59
- (71) 電気学会大学講座：同期機、電気学会、P.41、昭37
- (72) ROBERT W. WIESEMAN：Graphical Determination of Magnetic Fields、
AIEE、P.141～154、1927
- (73) 電気学会通信教育会：電機設計概論、電気学会、P.192,193、昭26
- (74) 電気学会大学講座：同期機、電気学会、P.49～51、昭37

- (75) 猪狩：電気機械学（訂正版）、コロナ社、P.159,160、昭59
- (76) 山田他：電気磁気学（第二次改訂版）、電気学会、P.130~133、1986
- (77) 川西：電磁気学、コロナ社、P.219,225、1986
- (78) IEC Pub.34-4:Methods for Determining Synchronous Machine
Quantities from Test、45,47、1985
- (79) 小田、市川：三相同期電動機始動特性の单相試験法、職業訓練大学校紀
要、第6号、1977
- (80) ノイマン：強磁性体の表皮効果（ロシア語）、ソビエト同盟国家エネルギー
関係出版所、1949
- (81) H.M.MCCONNEL,E.F.SVERDRUP:The Induction Machine with Solid Iron
Rotor、IEEE、Vol.PAS-87、No.2、1968
- (82) LEO A. FINZI:Analysis of the Solid Iron Rotor Induction Motor
for Solid-State Speed Controls、AEEE、PAS-74、P.343~349、1955
- (83) H.P HSU著、佐藤訳：フーリエ解析、森北出版、P.123~137、1980
- (84) 堀：物理数学2、共立出版、P.11~13、昭44

付録

付録1 同期電動機の製作実績

付表1. 1は、昭和50年から平成2年までの某社の同期電動機の製作実績例である。この製作例において、サイリスタ始動方式では、最大で出力43000KWのものが製作されている。

また、本論文で取り上げた自己始動方式では、最大で出力30000HPのものが製作されている。

付録2 実負荷試験の方法

(1) 実負荷試験回路

付図2. 1は、実負荷試験回路である。

7. 3. 2項、7. 3. 3項、7. 4節のトルク、電流および回転子速度の実測は、被試験機、トルク検出器および直流発電機を直結し、印加電圧（始動巻線付きでは $0.4PU$ 、塊状磁極機では $0.45PU$ ）一定で、直流発電機の出力端子に負荷として接続した蓄電池の充電電流を調節することにより、通常は、負荷特性との安定な交点が得られない範囲（最大トルクより滑りが大きい範囲）まで含めて回転子速度を変化させ行った。

滑り S が $0 < S < 1$ の範囲におけるトルクの実測は、付図2. 1のトルク検出器の両端の瞬時ねじれ角をトルク変換器によりトルク量に変換させ、これをアナライジングレコーダで取り込み平均し、この平均値に同期電動機、トルク検出器および直流発電機の機械損を補正することにより求めた。

$S = 1$ ではトルク変換器でそれを検出できないので入力法により求めた。

また、回転子速度は、この検出器より検出したパルスをもとにF/V変換することにより換算した。

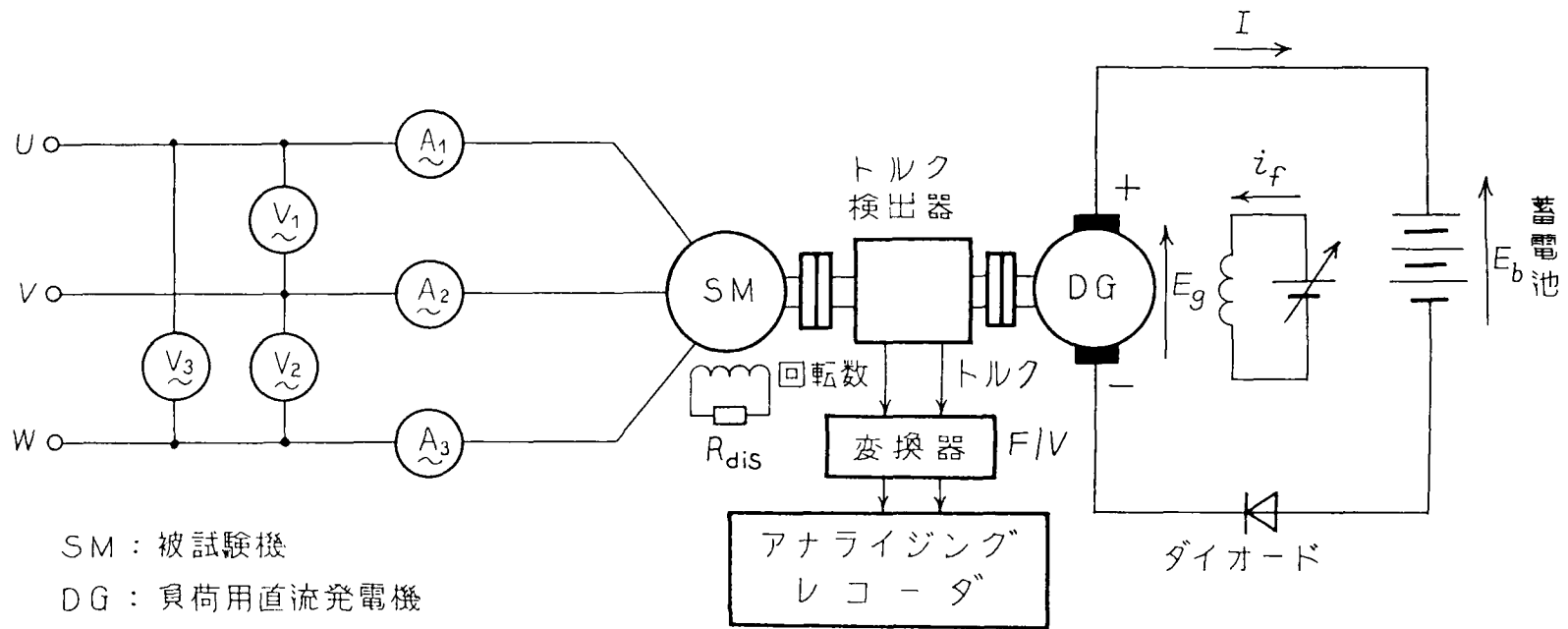
電流の実測は、付図2. 1で測定した各相の電流値を平均することにより求めた。

付表 1. 1 の同期電動機の製作実績例

富士電機株式会社, 株明電舎 提供

納入	納入先	台数	出力	電圧 [V]	力率	極数	周波数 [Hz]	回転子の 構造	用途	始動方式
昭 50	某社	1	15500KW	11000	0.9	4	60	M	圧縮機	低周波数始動
昭 51	オーストラリア	1	1400KW	6600	0.8	12	50	L	周波数変換	自己始動
昭 52	中国	1	18000KW	10000	0.9	4	50	M/BL	圧縮機	低周波数始動
昭 52	某社	1	13000KW	6600	0.9	4	50	L	圧縮機	*リツク始動
昭 52	某社	1	4700KW	6600	0.9	2	50	M	圧縮機	*リツク始動
昭 52	インド	2	1300KW	3300	0.9	10	50	L	圧縮機	自己始動
昭 53	某社	2	1250KW	6600	1.0	16	60	L/BL	圧縮機	自己始動
昭 53	某社	2	3050KW	6600	1.0	36	60	L/BL	圧縮機	自己始動
昭 53	インド	10	3500HP	6600	0.8	30	50	L/BL	ミル	自己始動
昭 53	ブラジル	1	7600KW	13200	0.8	6	60	M/BL	圧縮機	自己始動
昭 55	中国	2	3080KW	6000	1.0	20	50	L/BL	圧縮機	自己始動
昭 58	某社	1	6300KW	6600	0.96	6	50	L/BL	圧縮機	自己始動
昭 58	某社	2	2500KW	3000	1.0	18	50	L/BL	圧縮機	自己始動
昭 58	アメリカ	2	5200HP	6600	0.95	26	60	L	ポンプ	自己始動
昭 58	アメリカ	1	3000HP	6600	0.95	20	60	L	ポンプ	自己始動
昭 58	アメリカ	2	1500HP	6600	0.95	14	60	L	ポンプ	自己始動
昭 59	アメリカ	2	5200HP	6600	0.95	26	60	L	ポンプ	自己始動
昭 59	アメリカ	1	3000HP	6600	0.95	20	60	L	ポンプ	自己始動
昭 59	アメリカ	2	1500HP	6600	0.95	14	60	L	ポンプ	自己始動
昭 59	インド	3	1450KW	11000	0.9	18	50	L/BL	圧縮機	自己始動
昭 60	中国	2	3080KW	6000	1.0	20	50	L/BL	圧縮機	自己始動
昭 60	タイ	1	400HP	3300	1.0	30	50	L	ポンプ	自己始動
昭 61	韓国	2	43000KW	11000	0.9	2	60	M	高炉ブロー	*リツク始動
昭 61	インド	1	1900KW	3300	0.9	22	50	L/BL	圧縮機	自己始動
昭 61	オーストラリア	1	4250KW	11000	0.8	12	50	L	M-G	自己始動
昭 62	韓国	1	43000KW	11000	0.9	2	60	M	高炉ブロー	*リツク始動
昭 63	アメリカ	2	1600KW	3300	0.8	10	50	L	電動発電機	自己始動
平 2	某社	2	400KW	6600	1.0	10	50	L	電動発電機	始動用電動機
平 2	アメリカ	3	30000HP	13200	0.95	16	60	L	ポンプ	自己始動
平 2	某社	3	3900KW	11000	1.0	24	60	L/BL	圧縮機	自己始動

注) 回転子の構造記号説明 L:積層磁極(リネットポール) M:塊状磁極(マツダポール)
BL:ブラシなし(記載されていないものは全てブラシ付き)



付図 2. 1 実負荷試験回路

(2) 折れ線負荷特性

直流発電機の出力端子に負荷として接続した蓄電池の充電電流を調節することにより各回転子速度（滑り）でのトルクの実測ができることについて述べる。

付図2. 1の $E_g \leq E_b$ では、負荷電流 I が流れず、したがって同期電動機には負荷がかからない。

R を直流回路の全抵抗とすれば負荷電流 I は、

$$I = (E_g - E_b) / R \quad (\text{付1})$$

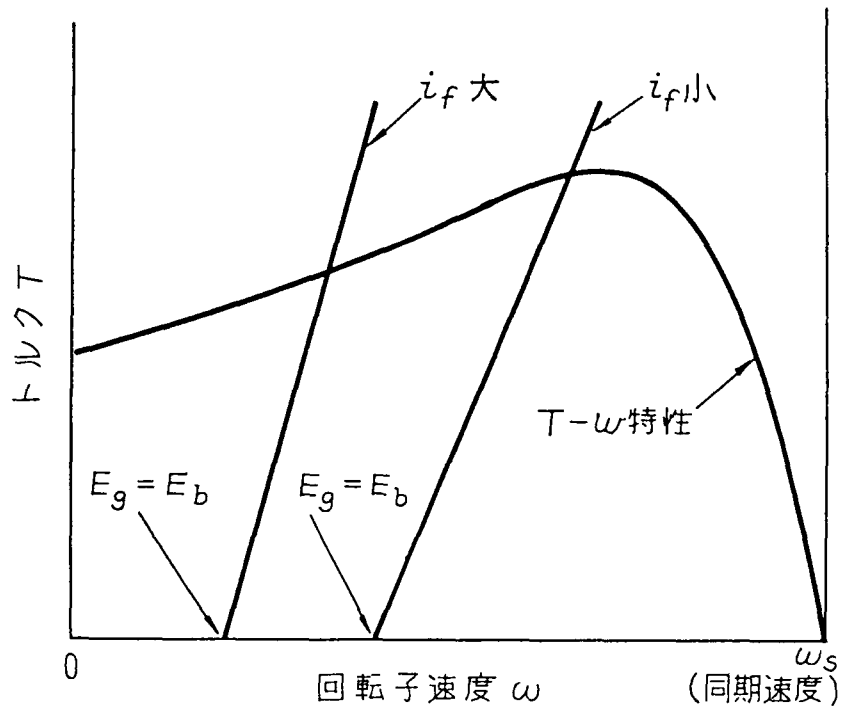
また、発電機の誘導電圧 E_g は、

$$E_g = K_{11} \phi \omega = K_{22} i_f \omega \quad (\text{付2})$$

であり、この時の直流発電機のトルク T は、

$$\begin{aligned} T &= K_{33} \phi I = K_{44} i_f (E_g - E_b) / R \\ &= K_{55} (i_f^2 \omega - i_f E_b) / R \quad (\text{付3}) \end{aligned}$$

であるから直流発電機の界磁電流 i_f をパラメータとすれば付図2. 2に示すように広範囲にわたってモータ特性との安定な交点が得られる。



付図 2. 2 折れ線負荷特性