超電導同期発電機の過渡磁界

正 員 向 井 栄 一 (佐賀大)

正 員 牟 田 一 弥 (佐賀大)

正 員 田 中 弘 祐 (九州大)

1. ま え が き

超電導同期発電機は、効率向上、小形軽量化、また従来機の容量限界を越えた大容量化の可能性、更に臨界故障除去時間の増大などの電力系統安定性向上への寄与など、大きな期待がもたれ、次代の新形発電機として世界的に開発が進められている⁽¹⁾。これら超電導発電機においては、電機子反作用非同期磁界から超電導界磁巻線を保護するしゃへい効果並びに過渡時などの回転子振動の制動効果をそれぞれ高めるため、また熱しゃへの観点からその一つを低温に保った二重電磁シールド構造の概念が一般的となりつつある。

この二重電磁シールドのしゃへいおよび制動効果などの電磁氣的機能は超電導機の特性を左右するものであって、シールドは設計の重要要素の一つである。従って、超電導機設計に関連してこれまで多くの研究がなされ、既にシールド設計に関する一定の知見が得られたものと思われる。特に、筆者らは電磁界解析に基づいた等価回路モデリングにおいて、構造パラメータと各種リアクタンスおよび電磁シールド時定数との関連性を論及し⁽²⁾、またこれら定数と定態および過渡特性との関連を明確にしてきた⁽³⁾⁽⁴⁾。更に、非同期定常磁界に対する電磁シールドのしゃへいおよび制動効果については、周波数域による考察と視覚的な磁束分布の考察も行なった⁽⁵⁾⁽⁶⁾。

しかし一方、電磁シールド設計に関連して、機械の各要素に加わる力の分布、電機子導体および界磁超電導体の交流損失、また鉄機械シールドの鉄損などの検討も重要であって、このためには定常あるいは過渡時

の機械内部の磁束分布を求める必要がある。簡単なモデル化による計算ではあるが、非同期定常磁界に対する各要素の力の分布や振動⁽⁷⁾⁽¹¹⁾、電機子巻線のうず電流損失⁽¹²⁾並びに超電導体の交流損失⁽¹³⁾など、若干の考察がなされている。しかるに、過渡磁界解析を含めた上述事項の検討は、Askin 氏らの超電導体における過渡的交流損失の計算⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾以外に見当らずほとんどなされていないのが実情である。

このような背景から、本論文では、過渡時における超電導体の交流損失算定を初め上述事項の検討を指向して、磁束分布の過渡的挙動を論究した。なお定常時の磁束分布および特性算出は既に報告している⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾。

このためのアプローチとして、まず、二重シールド構造機の二次元電磁界解析を出発にして導いた磁束分布および発電機定数の算定式⁽¹⁷⁾を参照して、筆者らが概念設計した 2GVA 超電導機を例にとり、その電磁シールドの構造パラメータを変更した三つのケースに対してこれら算定式より回路定数を求め、それぞれのケースについて一機無限大母線系統内での三相突発短絡事故時の過渡特性シミュレーションを行なった。更に、この結果得られた電流など電氣的諸量を先の磁束分布式⁽¹⁷⁾に適用し、磁束線の時間的動きを描いた。

これらの磁束線図から、特に電磁シールドのしゃへいおよび制動効果をケースごとに観察し、先に得た電磁シールド設計指針⁽⁴⁾の根拠を視覚的に明確にした。また、超電導体の交流損失発生に関する界磁巻線領域の時間的な磁束変動なども論及した。

2. 過渡現象のシミュレーションモデル

図 1 は二重電磁シールドをもった 2 極の超電導同期発電機の基本構造を示す。最外殻には鉄の機械シールドがあり、その内部には順に電機子巻線、第 1・第 2 電磁シールド並びに超電導界磁巻線が置かれる⁽¹⁾⁽²⁾。なお、本論文ではこれら両電磁シールドは界磁巻線に

Transient Field Problems in a Superconducting Synchronous Generator. By Eiichi Mukai, Member, Itsuya Muta, Member (Saga University) & Kosuke Tanaka, Member (Kyushu University).

向井栄一: 正員, 佐賀大学理工学部電気工学科

牟田一弥: 正員, 佐賀大学理工学部電気工学科

田中弘祐: 正員, 九州大学工学研究科博士課程

図1 超電導同期機の基本構造

Fig. 1. Basic features of a superconducting alternator.

固定されとともに回転する構造とする。これは文献(4)のモデル1に相当する。

更に、過渡現象のシミュレーションでは、この発電機が前論文⁽⁴⁾と同様に、ユニット変圧器と2回線送電線を通して無限大母線に連結された系統モデルを対象にする。問題設定としては、発電機が定格出力($V_{to}=1.0$, 有効電力 $P_M=0.8$, 無効電力 $Q_M=0.6$, 遅れ力率)を発生しているとき、ユニット変圧器の高圧側の線路1で三相突発短絡事故が起り、0.15, または 0.3 秒後にそれを除去して線路2のみで定格電力を供給し続けるものとする。

系モデルの状態方程式は、文献(4)の(1)~(6), (12)並びに(13)式を用い、系定数も同文献と同一としたので、ここでは重複を避け省略する。なお、本論文では制御系(AVR, GOV)の効果の検討が目的でないから、これを付加しない。

3. 電磁界解析と定数算定

機械内部の過渡磁束分布は、第2章のシミュレーションで得た各巻線の瞬時分布電流の作るベクトルポテンシャルを合成することによって求められるので、まず任意な分布電流に対する電磁界解析を進めるが、解析に際しては簡単化のため前論文⁽¹⁸⁾と同様の仮定を設け、二次元問題化する。但し、鉄機械シールドの透磁率を有限とし、また第1および第2電磁シールドはいずれもd軸、q軸方向に起磁力を発生する1回巻の2軸仮想巻線とみなし、一層の電流シート(平均半径に位置するものとする)で表現しうず電流効果⁽²⁾を無視する。この解析の手順は、文献(18)と同じであり、また各領域のベクトルポテンシャル解も文献(17)とほとんど同様であるので、ここでは割愛する。

各領域の磁束密度はこのベクトルポテンシャル解 $\mathbf{A}$ より $\mathbf{B}=\text{rot } \mathbf{A}$, 即ち $B_r=(1/r)(\partial A/\partial \theta)$, $B_\theta=-(\partial A/\partial r)$ の関係で求められる。ここで、特に注目している

界磁巻線領域($R_{ri} \leq r \leq R_{ro}$)の磁束密度を、例えば電磁子巻線電流に対して示すと次のようになる。

d軸電流成分による半径方向磁束密度 B_r および円周方向磁束密度 B_θ はそれぞれ、

$$B_r = \sum_{n=1}^{\infty} J_{ad} f(r) \cos(n p \theta) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$B_\theta = \sum_{n=1}^{\infty} (-J_{ad}) f(r) \sin(n p \theta) \quad \dots\dots\dots (2)$$

また、q軸電流成分による B_r および B_θ は、

$$B_r = \sum_{n=1}^{\infty} J_{aq} f(r) \cos(n p \theta + \pi/2) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$B_\theta = \sum_{n=1}^{\infty} (-J_{aq}) f(r) \sin(n p \theta + \pi/2) \quad (4)$$

但し、

$$f(r) = \frac{\mu_0}{2(2-np)} R_{ao} \left(\frac{r}{R_{ao}} \right)^{np-1} \times \left[1 - \left(\frac{R_{ai}}{R_{ao}} \right)^{2-np} + \alpha \mu_R \frac{2-np}{2+np} \times \left(\frac{R_{ao}}{R_{si}} \right)^{2np} \left\{ 1 - \left(\frac{R_{ai}}{R_{ao}} \right)^{2+np} \right\} \right]$$

$$J_{ad} = \frac{4}{n\pi} \frac{2N_a i_d}{\theta_{wa} (R_{ao}^2 - R_{ai}^2)} \sin\left(\frac{n\theta_{wa}}{2}\right)$$

$$J_{aq} = \frac{4}{n\pi} \frac{2N_a i_q}{\theta_{wa} (R_{ao}^2 - R_{ai}^2)} \sin\left(\frac{n\theta_{wa}}{2}\right)$$

$$\alpha = \{1 - (R_{si}/R_{so})^{2np}\} / \{1 - \mu_R^2 (R_{si}/R_{so})^{2np}\}$$

$$\mu_R = \{(\mu_r/\mu_0) - 1\} / \{(\mu_r/\mu_0) + 1\}$$

ここで、 N_a : 電機子巻線直列巻回数(ターン/極/相), i_d, i_q : d軸・q軸電機子電流(A), θ_{wa} : 相角(rad, 電気角), R_{ao}, R_{ai} : 電機子巻線の外半径・内半径, R_{ro}, R_{ri} : 鉄機械シールドの外半径・内半径をそれぞれ示している。

同様に、電磁シールド(第1および第2)や界磁巻線によって生じる磁束密度も求められる⁽¹⁷⁾。

このようにして、電磁子巻線、界磁巻線並びに電磁

表 1 電磁シールドの諸元

Table 1. Examples for electromagnetic shields dimensions.

ケース	第1電磁シールド			第2電磁シールド		
	外半径 R_{d0} (m)	内半径 R_{di} (m)	導電率 σ_1 (S/m)	外半径 R_{d02} (m)	内半径 R_{di2} (m)	導電率 σ_2 (S/m)
ケース 1 (T1, No.2) ⁽⁴⁾	0.570	0.550	1.4×10^8 (ステンレス鋼, 常温)	0.550	0.400	5.0×10^7 (銅, 常温)
ケース 2 (T4, No.2) ⁽⁴⁾	0.570	0.565	1.4×10^8 (ステンレス鋼, 常温)	0.410	0.400	5.0×10^7 (銅, 常温)
ケース 3 (T4, No.3) ⁽⁴⁾	0.570	0.565	5.0×10^7 (銅, 常温)	0.410	0.400	5.0×10^8 (銅, 77K)

表 2 2GVA 超電導発電機定数
($\mu_r/\mu_0=500$ の場合)

Table 2. Machine constants of 2GVA S.C.G. in per unit.

$x_d=0.559$, $x_{ad}=0.559$, $x_{fd}=0.178 \times 10^{-1}$, $r_a=0.149 \times 10^{-2}$
 $r_{fd}=0.158 \times 10^{-4}$, $T_{d0}'=300$ (s)

定数 (p. u.)	ケース 1 (T1, No.2)	ケース 2 (T4, No.2)	ケース 3 (T4, No.3)
x_{1d}	0.725	0.711	0.711
r_{1d}	0.149	0.571	0.160×10^{-1}
x_{2d}	0.941	0.123×10^{-1}	0.123×10^{-1}
r_{2d}	0.910×10^{-3}	0.220×10^{-1}	0.220×10^{-1}
T_{11d} (s)	0.134×10^{-1}	0.330×10^{-2}	0.118
T_{22d} (s)	0.274×10^{-1}	0.148	0.148×10^{-1}

シールドによる発生磁束が個別に求められ、ある点での磁束はこれら三種類の巻線が作る磁束の合成によって決まることになる。更に、巻線の磁束鎖交数は、 $\psi = \int A \cdot d\lambda$ の関係より決まり、巻線の自己または相互インダクタンスは L , $M = \psi/i$ より求まる。

諸インダクタンスの算定式は紙面の都合上省略するが、次章で使用するためそれらの数値計算例を示す。筆者らが既に概念設計した 2GVA 超電導機 (30kV, 60Hz, 2 極) の主要諸元⁽²⁾を適用し、かつ発電機の安定性やしゃへいおよび制動効果に与える影響を調べるために、電磁シールドの構造パラメータを表 1 のように三つのケース⁽²⁾⁽⁴⁾⁽⁶⁾に変更して、発電機定数を求めた。その結果を p. u. 量で表 2 に示す。

4. 過渡磁束とその考察

以上に算定した発電機定数を用いて、第 2 章に示した一機無限大母線系統での超電導発電機の過渡特性シミュレーションをまず行ない、定数の差異による過渡特性の特徴について述べる。しかる後に、いくつかの過渡磁束分布を示しそれらの考察を行なう。

〈4・1〉 シミュレーション波形 図 2 は故障除去

図 2 負荷角変動 ($t_c=0.15$ 秒)

Fig. 2. Rotor angle transients following 3-phase fault and its clearing.

図 3 各巻線の電流値 (ケース 3, $t_c=0.15$ 秒)

Fig. 3. Current transients following 3-phase fault and its clearing.

時間 t_c を 0.15 秒とした場合の過渡特性シミュレーションより得られた負荷角 δ の変動を示したもので、発電機定数の選択による回転子制動の違いがうかがわれる。これら三ケースではケース 3 が最も良い制動を

図 4 界磁巻線外表面上 ($r=R_{fo}$) の磁束密度変動 ($t_c=0.15$ 秒)

Fig. 4. Transient magnetic flux density at the field winding surface.

示し、ケース 1 はほとんど制動がない。

次に図 3 はこの過渡時における各巻線の電流波形をケース 3 の場合について示している。また、図 4 はこれらの電流によって生じる基本波磁束を(1)~(4)などの式から計算し、すべてを重ね合わせて得た界磁巻線外半径面 ($r=R_{fo}$) での磁束密度の変動を示したものである。同図は以下のように多くのことを示唆している。

まず、超電導界磁回路時定数が非常に大きく、かつ電機子反作用が小さいため界磁領域の d 軸上磁束は過渡現象の長時間にわたりほとんど変化しないことが確認される。しかしまた、 q 軸に向うにつれ磁束変動が大きくなり、 q 軸付近で最も大きいことも確認できる。これらの磁束は図 3 に示す界磁電流 i_{fd} にはほぼ追従して変動していることも分る。

更に、前論文⁽⁴⁾⁽⁶⁾に定性的には考察したことであるが、図 4 はしゃへい効果の点で電磁シールドの設計指針を定量的に示唆しており、この三ケースではケース 1 が最も良好である。しかし、ケース 1 は図 2 に示したように制動が良くない。ケース 2 の場合は超電導体

図 5 界磁巻線における最大経験磁界

Fig. 5. Maximum peak value of magnetic flux density at field winding.

図 6 界磁巻線における経験磁界の最大変化率

Fig. 6. Maximum rate of change of magnetic flux density at field winding.

にかかる磁束変化率が極めて大きく、現在の超電導マグネット技術を越えたものであるため避ける必要がある。一方、ケース 3 の選択はしゃへいまた図 2 に示した制動の点でも良好であり、適当といえる。

図 5 および図 6 は、図 4 などから読み取ったもので、角度を変化した場合の界磁巻線の外半径面、中央面並びに内半径面での最大経験磁界 B_{max} と経験磁界の最

大変化率 $(dB/dt)_{\max}(=\dot{B}_{\max})$ をそれぞれ示す。なお、これらの大きさは必ずしも同時刻の値を示してはいない。また、図5には同面上での故障が生じる以前($t=0$)の定常磁界も描いている。両図より、磁界の変動は界磁巻線の外半径面で最も大きく、内半径面では磁界の変動はほとんどないことが認められる。外半径面上における最大変化率の大きさは、ケース1で3.4 T/s、ケース2で80.2 T/s、ケース3で3.8 T/s程度である。

ここで更に、 q 軸上の磁束変動の最大値は簡単な電磁界解析で得た近似式に従っていることを示そう。すなわち、過渡現象中、電機子反作用磁束が界磁巻線から完全排除されるものとすれば、磁束密度 B_θ は巻線表面の q 軸点で最大となり、次式で求まる⁽⁴⁾。

$$\left. \begin{aligned} B_\theta &= (\mu_0 N_f / 2R_{fo}) i_{fd} \text{ (T)} \\ \dot{B}_\theta &= (\mu_0 N_f / 2R_{fo}) \dot{i}_{fd} \text{ (T/s)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

よって、2GVA 機的设计諸元⁽²⁾ $R_{fo}=0.370\text{m}$, $N_f=6,832$ ターンおよび図3などから求まる i_{fd} の変化分を代入すれば、磁束の変化分の計算値は、ケース2で $\Delta B_\theta=1.9\text{T}$, $\Delta \dot{B}_\theta=46.4\text{T/s}$, ケース3で $\Delta B_\theta=0.6\text{T}$, $\Delta \dot{B}_\theta=4.1\text{T/s}$, 更にケース1で $\Delta B_\theta=0.4\text{T}$, $\Delta \dot{B}_\theta=2.5\text{T/s}$ となり、このケース順に変動および変化率は小さくなっている。 $\Delta \dot{B}_\theta$ の値は図4および図6($r=R_{fo}$, $\theta=90^\circ$) に示す最大変化率とはほぼ一致していると言える。

〈4・2〉 過渡磁束分布 本節では、更に機械内部の磁束分布の動きを描き、超電導機特有の電磁シールドのしゃへいや制動機能を初め、一般同期機としての過渡的性質にも着目した観察を行なう。

まず、図7のように機械の1極分を機械シールドの外側領域を含めて三角形要素(要素数2,484、節点数1,295)に分割し、各節点でのある時刻のベクトルポテンシャルを各巻線の瞬時電流の作るものの合成として求める。しかる後に電子計算機で等ポテンシャル点を結ぶ作業を行なう。なお、以下に示す磁束線は、最大

図7 分割図

Fig. 7. Finite-element grid for 2GVA S.C.G.

図8 磁束分布の時間的経過(ケース3, $t_c=0.15$ 秒)

Fig. 8. Flux distribution with time for case-3.

ポテンシャルが 1.0Wb/m に対し10本描いている。

以上のようにして描いた基本波の磁束分布図を時間的流れでまとめると、 $t_c=0.15\text{s}$ の場合に対して図8~10のようになる。いずれの図も、(a)全巻線の作る合成磁束、(b)電機子反作用磁束(界磁電流の変化分および電磁シールド電流による磁束を含む)をそれぞれ分けて示し、また定常時($t=0$)分布との比較が容易なように、常に d 軸が水平方向に向く状態で(実際

には、 d 軸は ω で回転する) 描いている。また、これらの図には a : 電機子巻線領域, $d1 \cdot d2$: 第 1 および第 2 電磁シールドの面電流位置, f : 界磁巻線領域を示す記号をそれぞれ記入している。

まず、ケース 3 の図 8 を観察しよう。

(1) $t=0.005$ 秒 短絡直後のこの時刻の合成磁束は定常時に比べ、機械シールド部で大きく減少し、かつ電機子巻線部の B_r 成分が減って B_θ 成分が増加している。この時点では、また第 1 電磁シールドより内側では全く磁束変化は見られない。これは、同図 (b) の反作用磁束より明らかで、反作用磁束の変化分は第 1 電磁シールドで完全にしゃへいされ、その内側での反作用磁束は定常時と同じに保持されている。しかし一方、機械シールド部の反作用磁束は大きい短絡電流のため増大し、かつ主磁束と位相が約 160° になり、結果として合成磁束に見られる機械シールド部の磁束減少が生じる。

(2) $t=0.010, 0.025$ 秒 $t=0.010$ 秒の図では第 1 電磁シールドの内側で反作用磁束の若干の変化が見られ、第 2 電磁シールドのしゃへい状態が観測される。 $t=0.025$ 秒では、機械シールド部の反作用磁束が主磁束とほぼ逆位相となって、その部分の合成磁束はほとんどないし、また電機子巻線部の合成磁束でその B_θ 成分が、 $t=0.005, 0.010$ 秒時に比べ更に増している状態にある。短絡期間中、以上のように機械シールド部の磁束減少や電機子巻線部の B_θ 成分増加は一方方向に必ずしも進行するものでなく、図示していないが例えば $0.010 \sim 0.025$ 秒間には $t=0.005$ 秒点に比べ、一度機械シールド部の磁束増加や電機子巻線部の B_θ の減少・ B_r 増加の現象が存在した。しかし、定常時に比べ短絡期間中の機械シールド部の磁束減少や電機子巻線部の B_θ 増加・ B_r 減少は全体的に進行することが認められる。なお、永久短絡状態になるとこれが更に進行して、機械シールド (一般同期機では、固定子鉄心) にはほとんど磁束が存在せず、電機子巻線部は漏れ磁束のみとなることが容易に推察でき、このことから一般同期機理論⁽¹⁹⁾に言う、いわゆる永久短絡時の電機子反作用の減磁現象が視覚的に認められよう。

(3) $t=0.100$ 秒 この頃になると第 1 および第 2 電磁シールド間に反作用磁束の変化分が侵入してきている。この磁束は電磁シールド内でひずみをもって広がっていて、このため制動機能は良い⁽⁶⁾。図 9 でもこのひずみがありケース 2 の制動機能も良いが、図 10 では大きいひずみが認められずケース 1 の制動は悪いと見なせる。

(4) $t=0.45, 5$ 秒 $t=0.45$ 秒では、既に故障

図 9 磁束分布の時間経過 (ケース 2, $t_c=0.15$ 秒)
Fig. 9. Flux distribution with time for case-2.

図 10 磁束分布の時間経過 (ケース 1, $t_c=0.15$ 秒)
Fig. 10. Flux distribution with time for case-1.

図 11 脱調時の過渡応答 (ケース 3, $t_c=0.30$ 秒)
Fig. 11. Transients at the step out for case-3.

ラインが除去されていて、各電流成分も図 3 から明らかなように低周波振動に落ち着いているため、反作用磁束は第 2 電磁シールドへ徐々に大きく侵入しつつある。 $t=5$ 秒時点では新しい定常時とほとんど同様な磁束分布に至っている。以上より、短絡時間からこの時点まで、ケース 3 では電磁シールドのしゃへい効果が大きいため、界磁巻線領域内の磁束の動きはほとんどないことが分る。

図 12 磁束分布の時間的経過 (ケース 3, $t_c=0.30$ 秒)
Fig. 12. Flux distribution with time for the step-out condition of case-3.

次に、図 9、図 10 はそれぞれケース 2、1 の磁束分布を示す。両図の場合、ケース 3 の図 8 と比較して特に反作用磁束分布のプロファイルが明らかに違っていて、しゃへいおよび制動機能の程度の差が定性的であるが視覚的に把握できる。

ケース 2 の図 9 について見ると、

(1) $t=0.005$ 秒 第 1、2 電磁シールドの時定数がケース 3 より小さいため、過渡磁束の変化はより早く進行し、この時点で既に両電磁シールド間に反作用磁束の広がりがある。この磁束は上述のようにひずみをもっているため制動機能は良い。機械シールド部の合成磁束は減少し、一方、界磁巻線領域内の反作用磁束変化は見られない。

(2) $t=0.025$ 秒 図 8 と同様、機械シールド部の合成磁束は大きく減少し、かつ反作用磁束は第 2 電磁シールドのしゃへい機能が小さいため既にこの内側にまで侵入している。また、界磁巻線領域内で反作用磁束の変化が若干認められるようになる。

(3) $t=0.100$ 秒 界磁巻線領域内に反作用磁束の変化が既に現われている。

更に、ケース 1 の図 10 においては、機械シールド部の合成磁束の時間的変化がケース 3、2 と同様に生じること、また反作用磁束の変化分は電磁シールドで十分しゃへいされ、時間とともに電磁シールド領域に侵入してもひずみが小さく、界磁巻線領域内の磁束変化はほとんどないこと、などが認められる。従って、この磁束の動きより、このケース 1 は電磁シールドのしゃへい機能が良い反面制動機能が悪いことをうかがい知ることができる⁽⁶⁾。

図 11 は、臨界故障除去時間 t_c を 0.3 秒として故意に脱調させたときのケース 3 の電流波形を示してい

るが、この場合の磁束の動きを図 12 に二点だけ提示している。図 8～図 10 では $t=0.45$ 秒で既に電磁シールド内に反作用磁束が侵入していたが、この場合には脱調による回転子速度上昇のため電磁シールドによるしゃへい状態が、 $t=5$ 秒になっても現われる。

5. む す び

超電導同期発電機について、その機械シールドの有限透磁率や外部漏れ磁束を考慮に入れた二次元電磁界解析により磁束分布や発電機定数の算定式をまず導き、次に 2GVA 超電導機を対象例として、三相突発短絡故障および再投入時における機械内部磁束の時間的動きを計算し図的に示した。これらの検討結果は次のとおりである。

(1) 三相突発短絡後、機械シールド部と電機子巻線部の磁束は増減を繰返すが、機械シールドの磁束の減少、電機子巻線部の B_z の減少、一方、 B_θ の増加が全体的に時間とともに進行する。永久短絡状態になるとこれが更に進行し、機械シールドには磁束がほとんど存在せず、一方電機子巻線部は漏れ磁束のみとなる過程が本研究の結果明らかにされた。このように永久短絡に至る磁束の時間的動きを検討した研究は一般同期機についても見当らず、貴重なものとする。

(2) 電機子反作用磁束が電磁シールドの内側に時間とともに侵入していく様子が明確になり、電磁シールドの構造パラメータの違いによるしゃへいや制動機能の差異を視覚的に知り得た。

また、超電導界磁巻線領域内の磁束の動きも明らかになり、良好なしゃへい機能をもつ電磁シールドの場合、その領域内の磁束は過渡期間中ほとんど一定に保持されることを示した。従ってまた、前論文⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁶⁾で導いた二重電磁シールドの設計指針の根拠を過渡磁束の挙動から明確にできた。

(3) 過渡時に、超電導巻線部の磁束変動は、その外表面の q 軸付近で最も大きく、その変動分の最大量およびその変化率はほぼ本論文の(5)式に従う。従って、初期設計の段階で(5)式は変動磁束の予測に活用できる。

(4) 超電導巻線の最大過渡経験磁界は、ケース 1、

3 のような電磁シールド設計により定常時の内半径面での被磁界以内に抑制され、更にその最大変化率を $3 \sim 4 \text{ T/s}$ 以下にできる。また、ケース 2 のようにしゃへい効果が小さい場合には $2 \sim 3 \text{ Hz}$ の交流磁界を超電導巻線が永く経験する。以上本論文では、電磁シールドを単一電流シートで考えているため、電磁シールド周辺のより正確な過渡磁束の挙動を把握するにはその表皮効果を考慮する必要がある。またここでは、過渡現象中の機械内部の各点の磁界を計算する方法を述べたが、超電導界磁巻線の交流損失、電機子巻線のうず電流損、各要素の力、機械シールドの鉄損など、今後稿を改め報告したい。

終りに、終始ご指導ごべんたつを賜わっている九州大学工学部 野中作太郎教授に厚く感謝の意を表します。また、磁束分布の一筆書きプログラム作成にご協力頂いた、佐賀大学理工学研究科 光井洋一氏にお礼申し上げます。なお、本研究の一部は文部省科学研究費補助金の助成を受けて行なった。記して謝意を表わすものである。(昭和 58 年 7 月 14 日受付)

文 献

- (1) J. L. Kirtley, Jr.: *IEEE Spectrum* 20, 4, 28 (April 1983)
- (2) 例えば、牟田・曲棍: 電学論 B100, 585; 同, 100, 593 (昭 55-10)
- (3) 牟田・稲富: 電学論 B100, 739 (昭 55-12)
- (4) 牟田・稲富: 電学論 B102, 227; 同, 102, 371 (昭 57-4/8)
- (5) 牟田・向井・八木: 電学論 B98, 829 (昭 53-10)
- (6) 牟田・向井・八木: 電学回転機研資 RM-82-2 (昭 57)
- (7) N. Maki, et al.: *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.* PAS-99, 1, 185 (1980)
- (8) M. V. K. Chari, et al.: *ibid.* PAS-99, 3, 928 (1980)
- (9) T. Bratoljic, et al.: *ibid.* PAS-99, 4, 1371 (1980)
- (10) G. J. Shevchuk, et al.: ASME Paper No. 77-WA/DE-15 (1978)
- (11) N. G. Dagalakis, et al.: *ibid.* No. 77-WA/DE-14 (1978)
- (12) M. Ciaffi, et al.: *IEEE Trans. Magnetics* MAG-16, 5, 1023 (1980)
- (13) H. W. Neumüller: *ibid.* MAG-17, 5, 2274 (1981)
- (14) M. Askin, et al.: *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.* PAS-101, 12, 4578 (1982)
- (15) M. Askin, et al.: *Proc. of ICEC 9 in Kobe*, 420 (1982)
- (16) 牟田・向井・八木: 電学論 B100, 698 (昭 56-11)
- (17) 向井・牟田・八木: 佐賀大学理工学部集報 10, 71, 77 (昭 57-3)
- (18) 牟田: 電学論 B97, 733 (昭 52-12)
- (19) 野中: 「電気機器 I」 p. 253 (森北出版)