超電導同期発電機の定常・突発および永久短絡過程における電磁現象

正員 向井 栄 一 (佐賀大)

正員 牟田 一 弥 (佐賀大)

1. ま え が き

周知のように、超電導同期発電機は効率向上、小形軽量化、発電機製作容量限界の大幅な拡大、電力系統安定度向上への寄与、更には省資源・省エネルギーなどの点で、次代の新形発電機として世界中に注目され研究開発が進行している。

我が国でも、現在に至るまで積極的に研究が展開され、しかも最近では通産省のムーンライト計画の一環として超電導発電機のフィージビリティ調査研究が開始され、パイロット機開発の機運にある⁽¹⁾。

これらの研究開発では、超電導線材の交流応用への制約から直流励磁の界磁巻線のみを超電導化した発電機（以下、半超電導機と呼ぶ）を対象としており、今後も開発はこの方向で進められ、半超電導機がまず実用に供されると期待できる。他方、最近では交流損失の少ない超電導線材の開発が進みつつあり⁽²⁾、電機子巻線をも超電導化した全超電導発電機の開発が将来見込まれよう。

半超電導機にしる、全超電導機にしる、これらの実現には超電導線材の開発が先行されなければならないのは当然であるが、発電機内の電磁環境など、まず超電導線材開発に資する明確な情報が必要である。しかし、まだこれに関する知見を与えた論文は見あたらない。

従って、著者らはこの点に関して従来より一連の検討を重ねて、その成果の一部を報告してきた^{(3)~(6)}。文献(3)では、主に超電導界磁巻線の被過渡磁界の挙

動、文献(4)では電機子巻線の被過渡磁界および電磁力の挙動を発電機設計の視点から論究し、超電導線材開発と巻線支持構造に関する研究のための一資料を提供した。

これらの二稿⁽³⁾⁽⁴⁾では、発電機がユニット変圧器と二回線送電線を通して、無限大母線に連結された系モデルを対象とし、ユニット変圧器の高圧側端子で三相突発短絡故障が生じ、故障回線を一定時間後に除去して、再び健全回線で送電を継続する場合のシミュレーションを行った。

本論文では、前稿⁽³⁾⁽⁴⁾の故障条件と異なり、発電機出力端子での三相突発短絡とその永久短絡故障を対象にして磁界と電磁力の挙動を、全超電導発電機開発を指向した視点から考察した。

すなわち、現在開発の対象となっている半超電導機の場合には、電機子反作用非同期磁界から超電導界磁巻線をしゃへい保護したり、回転子の制動を高めるための二重電磁シールド構造が定着しているが、前稿⁽³⁾⁽⁴⁾と同様、この二重電磁シールド構造機において、その構造パラメータの電磁界や電磁力への影響を検討し、更には電磁シールドを外した構造についても言及した。

この場合、超電導界磁巻線や超電導化を想定した電機子巻線領域の過渡磁界について、その大きさや変化率、更にはその空間的軌跡を示し、定量的検討を行った。また、特に電機子巻線の被磁界考察では定常負荷時の磁界挙動を図示し、負荷や力率に依存するだ円回転磁界の様相を明確にした。

2. 解析モデル

本論文のシミュレーションでは、発電機やシステムモデルおよびその解析条件を以下のとおりとした。

(1) 発電機がユニット変圧器と送電線路を通して

Electromagnetic Behaviors of a Superconducting Synchronous Generator under Steady-State and Sudden and Permanent-Short Circuits. By Eiichi Mukai, Member & Itsuya Muta, Member (Department of Electrical Engineering, Saga 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

図 1 シミュレーションモデル
Fig. 1. System model for simulation.

表 1 系定数と発電機定数 (pu 量)
Table 1. Constants of system model and 2 GVA machine.

系定数	変圧器	$R_t + jX_t = 0.0073 + j0.133$
	送電線	$R_1 + jX_1 = 0.0214 + j0.135$ $R_2 + jX_2 = 0.0856 + j0.520$
	発電機	$f = 60\text{Hz}$, $V_{t0} = 1.0$
発電機定数	電機子巻線	$X_d = 0.5606$, $R_a = 0.149 \times 10^{-2}$
	界磁巻線	$X_{ffd} = 1.7816$, $R_{ffd} = 1.575 \times 10^{-5}$ $T_{d0} = 300\text{s}$
	電磁シールド (ケース 3)	$X_{1d} = 0.711$, $r_{1d} = 0.160 \times 10^{-1}$ $T_{11d} = 0.118\text{s}$, $X_{2d} = 0.123 \times 10$ $r_{2d} = 0.220 \times 10^{-2}$, $T_{22d} = 1.48\text{s}$

無限大母線に連結された系統モデル⁽⁷⁾を対象にする。問題設定としては、発電機が定格出力（発電機端子電圧 $V_{t0} = 1.0\text{pu}$ 、有効電力 $P_M = 0.8\text{pu}$ 、無効電力 $Q_M = 0.6\text{pu}$ 、遅れ力率 80%）を発生しているとき、図 1 に示す発電機の出力端子側 A 点ならびにユニット変圧器の高圧側 B 点で三相突発短絡事故が起こり、その状態がそのまま持続する（いわゆる永久短絡）ものとする。特に、発電機端子での突発短絡は超電導の界磁巻線や電機子巻線に最も厳しい磁気的環境を与えるものである。

なお、図 1 の変圧器および線路のインピーダンスは文献⁽⁷⁾と同一であり、これらの値は表 1 に記入している。また、発電機の制御系 (AVR, GOV) はないものとし、短絡期間中も回転速度および界磁電圧は一定とする。

(2) 対象とする超電導発電機は、著者らが概念設計した 2 GVA 機⁽⁷⁾とし、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シミュレーションを行う。ただし、電磁シールドは d 軸、 q 軸方向に起磁力を発生する仮想的な巻線とみなすが⁽³⁾、表 1 にケース 3 についてのみ設計定数値を記入している。また電機子巻線の超電導化を想定し、その被過渡磁界の減少を目的に、電磁シールドを外した場合を追加検討する。

(3) 以下に表す磁界や電磁力の界磁巻線と電機子巻線における観測点の座標を図 2 のようにとり、二次元問題として取扱う。同図で界磁巻線軸 (d 軸) を θ_f の基準とし、 q 軸点を $\theta_f = 90^\circ$ 、一方、電機子巻線で

図 2 観測点の座標
Fig. 2. Coordinates for observation points.

は A 相巻線軸 (a 軸) を θ_a の基準としている。また、短絡開始時点 ($t = 0$) の d 軸と a 軸の成す初期位相を ϕ_0 とする。

3. 電機子巻線の定常被磁界

電機子巻線の超電導化を図り、超電導線材を設計する場合、まずその被磁界の挙動を明確にする必要がある。本章では、定常負荷時等の電機子巻線の被磁界を図示し、負荷や力率状態に依存する磁界の様子を明らかにする。

図 3 は、発電機が定格電力 ($P_M = 0.8\text{pu}$ 、遅れ力率 80%) を供給している定常時において、電機子巻線の内半径面 $R_{ai} = 0.6\text{m}$ での磁束密度とその変化率を半径方向成分 ($B_r, \dot{B}_r$) および円周方向成分 ($B_\theta, \dot{B}_\theta$) ごとに示す。被磁界は観測点 θ_a には依存しないが、この内半径面の導体で最も大きく、その振幅は $|B_r| = 1.64$, $|B_\theta| = 1.57$, $B = \sqrt{B_r^2 + B_\theta^2} = 1.92\text{T}$ で、変化率の振幅は $|\dot{B}_r| = 616$, $|\dot{B}_\theta| = 587\text{T/s}$ である。

図 3 などを基に磁界の空間的動きを求めると、図 4 のようになる。同図には、巻線の外半径・中間径・内半径面における無負荷、定格負荷ならびにその他の負荷時 (ただし、 $V_A = 1.0\text{pu}$ 一定) の磁束リサージュ図形を表している。

無負荷の場合には、磁束成分 (B_r, B_θ) の大きさ間に

図 3 定格負荷時における電機子巻線部の定常磁界 ($r = R_{ai}$)

Fig. 3. Steady-state magnetic fields of armature winding under rated-load.

力率 (%)	界磁電流 I_f (定格出力時 を1とした 場合の比率)	外半径面 ($r=R_{a0}$)	中間半径面 ($r=\frac{R_{a0}+R_{ai}}{2}$)	内半径面 ($r=R_{ai}$)
無負荷	0.709	$\eta=0.23$	$\eta=0.34$	$\eta=0.47$
0 (遅れ)	1.107	0.23	0.69	0.99
40 (遅れ)	1.065	0.23	0.65	0.83
80 (遅れ)	1.000 (定格出力)	0.22	0.52	0.63
100	0.813	0.23	0.32	0.38
80 (進み)	0.569	0.22	0.12	0.11
40 (進み)	0.381	0.22	0.00	0.14
0 (進み)	0.313	0.22	0.04	0.24

備考：1目盛は1テスラ

図4 電機子巻線の被磁界リサージュ図形

Fig. 4. Lissajous' figures of steady-state magnetic fields on armature winding.

90°の時間的位相差があり、かつ電機子反作用がないため半径方向を長軸とした円状回転磁界となっている。いま、だ円率 η を $\eta = \text{短軸長}/\text{長軸長}$ と定義すると⁽⁸⁾、無負荷時では単純に $\eta = |B_\theta|/|B_r|$ であって、外半径・中間径・内半径面でそれぞれ $\eta = 0.23, 0.34, 0.47$ である。

次に、同図の遅れおよび進み力率時の被磁界をみると、電機子反作用磁束の影響によって、 (B_r, B_θ) の大きな間の位相差が90°からずれるため、だ円の長軸方向が半径方向から傾くことがわかる。その傾きは巻線の半径位置で異なるが、機械シールド⁽⁷⁾に近い外半径面上の導体では、あらゆる負荷状態に対して傾きがほとんどみられない。

また、だ円率は遅れ力率で大きく、進み力率で小さい。特に、進み力率では中間径・内半径面上付近の導体に交番に近い磁界が加わることが認められる。ちなみに、定格出力時のだ円率は外半径・中間径・内半径面上でそれぞれ0.22, 0.52, 0.63、一方、進み力率40%で0.22, 0.00, 0.14である。

以上のように、概して電機子巻線の導体は、その位

置により、大幅にだ円率の違うだ円回転磁界を経験する⁽⁸⁾。

4. 三相突発短絡時の過渡磁界

本章では、まず二重電磁シールド構造機を対象に、三相突発短絡時の過渡磁界などの挙動解明を行う。それらの電磁シールドの構造パラメータとのかかわりを明らかにするため、前稿⁽³⁾⁽⁴⁾と同様三つのケース(ケース1, 2, 3)についてシミュレーションを行う。しかし、紙面の都合で、電流、磁界ならびに電磁力の波形および軌跡図は界磁巻線へのしゃへい機能および回転子の制動機能の両面で優れたケース3⁽³⁾のみについて提示し、ケース1およびケース2の結果は最大経験値として表にまとめている。なお、ケース1ではしゃへい機能、ケース2では制動機能の面でそれぞれ良好な電磁シールド設計⁽³⁾となっている。

図5は、発電機が定格電力を発生しているときに、その端子で三相突発短絡が起こった場合のA相電機子巻線の過渡電流を示す。同図では初期位相 ϕ_0 に依存する様子も明らかにしている。このように、短絡後の最大ピーク電流値は ϕ_0 に依存して変るが、この問題設定では $\phi_0 = 15 \sim 30^\circ$ のときピーク電流を与えることが確認された。ちなみに、最大ピーク値はケース3が最も大きく、定格値 (5.44×10^4 A) の約14.5倍 (7.87×10^5 A) となる。

図6は界磁電流 I_{fa} (pu) の変化を示している。なお、 I_{fa} の変化は ϕ_0 には依存しない。

以上の電機子電流および界磁電流、更には二重電磁シールドの各電流による個々の発生磁界を合成するこ

図5 A相電機子電流(ケース3)

Fig. 5. Armature current transients (case 3).

図 6 界磁電流 (ケース 3)
Fig. 6. Field current transient.

図 7 電機子内径導体上の磁束挙動(ケース 3:
 $r=R_{ai}$, $\theta_a=90^\circ$, $\phi_0=0^\circ$)

Fig. 7. Magnetic fields transients on an inmost armature conductor.

とにより、以下に示す巻線領域の磁束分布とその挙動を求めることができる。

〈4.1〉電機子巻線 図 7 は、 $\phi_0=0^\circ$ のとき電機子巻線の $\theta_a=90^\circ$ 上の内半径点 ($r=R_{ai}$) における被過渡磁界を示す。電機子巻線の最大経験値は、界磁巻線に対するしゃへい機能が良好なケース 3 で最も大きく、 $|B|_{\max}=13.72\text{ T}$ である。また、最大変化率 ($|\dot{B}_r|$, $|\dot{B}_\theta|$) は、短絡前の (616, 587) T/s から (454, 2937) T/

図 8 電機子巻線領域の磁束軌跡(ケース 3:
 $\theta_a=90^\circ$, $\phi_0=0^\circ$)

Fig. 8. Some trajectories of magnetic fields on armature windings.

s に達し、特に B_θ の顕著な増加となる。一方、しゃへい機能が悪く、制動機能良好なケース 2 では $|B|_{\max}=6.16\text{ T}$ で最も小さい。これらの値を、以下でも示す経験磁界の最大ピーク値などをまとめ合わせて表 2 (a) に示している。

図 8 は $\theta_a=90^\circ$ 上の外半径・中間径・内半径点での磁束軌跡を示したものである。電流同様に磁束軌跡も ϕ_0 によって変化するが、ここでは $\phi_0=0^\circ$ の場合を示している。なお、同図の磁束軌跡は、①故障前(破線)、② $t=0\sim 0.1\text{ s}$ 、③ $t=4.9\sim 5.0\text{ s}$ ならびに④永久短絡(一点鎖線)に分割されていて、途中の期間を抜いて描かれている。過渡磁界は短絡が生じると、①の破線で示すだ円のある点 (例えば、 $r=R_{ai}$ では、 $B_r=-0.36\text{ T}$, $B_\theta=1.52\text{ T}$) から抜け出して②から③へと、直流減衰成分を含んだだ円回転磁界に移行し、④の直流成分を含まない一定のだ円回転磁界に落ち着いて行く。

更に、この図より内半径面上で磁界変動が最も大きく、 B_r 成分の減少と漏れ磁束となる B_θ 成分の増加が顕著であることがわかる。永久短絡状態での磁界は θ 方向に長軸をもった扁平なだ円磁界となる。従って、だ円率 η が $\eta=|B_r|/|B_\theta|$ であって、外半径・中間径・内半径面ではそれぞれ 0.37, 0.17, 0.20 である。なお、これらの永久短絡時の被磁界は初期位相 ϕ_0, θ_a 、更にケース 1, 2, 3 にかかわらず同一のだ円回転磁界となる。

次に、 $\mathbf{F}=\mathbf{J}\times\mathbf{B}$ ($\mathbf{J}$: 巻線の電流密度) の関係より求めた電磁力の挙動を図 9 ($\phi_0=0^\circ$ の場合) に示す。電磁力の最大ピーク値も磁界と同様にほぼ $\theta_a=90^\circ$ の内

表 2 磁界と電磁力の最大経験値 ($t=0\sim 5$ 秒間)

Table 2. Maximum peak values of experienced magnetic fields and electromagnetic forces.

(a) 電機子巻線

巻線	電機子巻線 (観測点 $r=R_{ai}$, $\theta_a=90^\circ$)							
	磁束密度 (T)			磁束変化率 (T/s)		電磁力/ 10^7 (N/m ³)		
	$ B_r $	$ B_\theta $	B	$ \dot{B}_r $	$ \dot{B}_\theta $	$ F_r $	$ F_\theta $	F
故障前	1.64	1.57	1.92	616	587	0.27	0.25	0.34
電磁シールド全くなし	1.01	5.24	5.24	321	1451	5.30	0.68	5.31
ケース 1	0.86	8.92	8.92	403	1982	15.0	0.95	15.0
ケース 2	0.87	6.15	6.16	335	1482	7.31	0.69	7.32
ケース 3	1.02	13.7	13.7	454	2937	35.0	1.70	35.0
電磁シールド全くなし	1.27	3.92	3.93	433	1131	2.77	0.55	2.77
ケース 1	1.18	5.46	5.46	517	1347	5.28	0.69	5.28
ケース 2	1.13	4.33	4.34	478	1130	3.38	0.55	3.38
ケース 3	1.35	6.84	6.85	547	1619	8.17	1.02	8.17

(b) 界磁巻線

巻線	界磁巻線 (観測点 $r=R_{fo}$, $\theta_f=90^\circ$)							
	磁束密度 (T)			磁束変化率 (T/s)		電磁力/ 10^8 (N/m ³)		
	$ B_r $	$ B_\theta $	B	$ \dot{B}_r $	$ \dot{B}_\theta $	$ F_r $	$ F_\theta $	F
故障前	0.36	4.07	4.09	0	0	2.53	0.22	2.54
電磁シールド全くなし	1.12	9.45	9.46	418	1041	9.54	0.94	9.54
ケース 1	0.37	6.69	6.69	1.13	6.39	5.40	0.22	5.40
ケース 2	0.40	6.85	6.85	17.2	131	5.62	0.26	5.62
ケース 3	0.36	6.70	6.70	0.53	6.94	5.43	0.22	5.43
電磁シールド全くなし	0.84	7.65	7.65	298	692	6.72	0.63	6.72
ケース 1	0.36	5.79	5.79	0.63	3.41	4.30	0.22	4.30
ケース 2	0.38	5.83	5.83	11.0	80.3	4.36	0.24	4.36
ケース 3	0.36	5.80	5.80	0.34	3.79	4.32	0.22	4.32

図 9 電機子内径導体上の電磁力 (ケース 3: $r=R_{ai}$, $\theta_a=90^\circ$, $\phi_0=0^\circ$)

Fig. 9. Electromagnetic force transients on an inmost armature conductor.

半径面上の導体に生じる。短絡前の定格出力時にはこの点での電磁力のピーク値 $F (= \sqrt{F_r^2 + F_\theta^2})$ が 0.34×10^7 N/m³ であるに対して、短絡後の最大ピーク値はケース 3 で 35.0×10^7 N/m³ と著しく大きい。ちなみに、ケース 1、ケース 2 の最大ピーク値はそれぞれ 15.0×10^7 N/m³, 7.32×10^7 N/m³ であった。これらの電磁力の最大ピーク値も表 2 (a) に合わせてまとめている。

以上のシミュレーション結果は、発電機端子直後での三相突発短絡を対象としたものであるが、ユニット変圧器 (インピーダンス: $R_t + jX_t = 0.0073 + j0.133$ pu) の高圧側で短絡が生じる場合のシミュレーションも行った。これらの結果は紙面の都合上省略するが、最大ピーク値のみを表 2 にまとめた。

図 10 界磁巻線外径面の磁束軌跡 (ケース 3: $r=R_{fo}$; $t=0\sim 5$ 秒間)

Fig. 10. Trajectories of magnetic fields on outmost field winding conductor within 5 seconds.

〈4・2〉 界磁巻線 図 10 は、短絡後 5 秒間にわたる磁界挙動の軌跡を、最もその変化が大きい界磁巻線外半径面 ($r=R_{fo}$) 上の 0° から 180° まで 30° ごとく観測点において示したものである。横軸は B_θ 成分、縦軸は B_r 成分を表す。

他の二ケースも、ケース 3 とほとんど同様な軌跡をたどるが、しゃへい機能が悪いケース 2 では、短絡時に電機子巻線のトラップ磁束による同期周波数成分 (60 Hz) が重畳されるのが認められた。三ケースとも $\theta_f=90^\circ$ (q 軸) 上で磁界変動が最も大きく、そのとき磁束密度 (B_r , B_θ) は短絡前で $(-0.36, 4.07)$ T であり、永久短絡時には $(0.00, 5.14)$ T となっており、

図 11 界磁巻線の過渡磁界 (ケース 3:
 $r=R_{f0}$, $\theta_f=90^\circ$)

Fig. 11. Magnetic field transients of field winding.

図 12 界磁巻線の電磁力挙動 (ケース 3:
 $r=R_{f0}$, $\theta_f=90^\circ$)

Fig. 12. Transients of electromagnetic forces on field winding.

ど B_θ 成分のみが残る。また、 $\theta_f=0^\circ$ (d 軸) 上では、三ケースとも短絡前 (4.15, -0.36) T であり、永久短絡時には (3.08, 0.00) T となる。これらの界磁巻線の被磁界は、概して直流成分にだけ回転磁界の一部分が重なった状態で変化する⁽⁴⁾。これらの時間的動きを成分ごとに、またその変化率を示すと図 11 のようになる。三ケースとも磁界変化率の最大ピーク値は B_θ 成分においておおむね短絡直後の第一波目に現れる。更に、しゃへい機能が悪いケース 2 では B_θ に大きく 60 Hz 成分が現れるのが認められた。

ちなみに、 $|\dot{B}_\theta|$ の最大値はケース 1, 2, 3 でそれぞれ 6.39, 131, 6.94 T/s である。表 2 (b) にこれらの値をまとめている。表 2 (a) の電機子巻線における被磁界の最大変化率と比べたら、これらの値は極めて小さい。

図 12 は同じ観測点 ($r=R_{f0}$, $\theta_f=90^\circ$) の電磁力を示している。もちろんのこと、電磁力はほとんど半径方向成分であるが、 $(|F_r|, |F_\theta|)$ は故障前で $(2.53 \times 10^8, 0.22 \times 10^8)$ N/m³、永久短絡時で $(5.43 \times 10^8, 0.22 \times 10^8)$ N/m³ となり、合成電磁力 $F (= \sqrt{F_r^2 + F_\theta^2})$ にして約 2.2 倍の電磁力の増加がある。

以上の磁界や電磁力の最大経験値は、ユニット変圧器を通して短絡が生じる場合も含めて、表 2 (b) にまとめている。

〈4.3〉 過渡磁束分布 前節で、電機子および界磁巻線の被磁界の挙動考察を行った。更に、本節では発電機内部の磁束分布を描き、その動きを見る。

図 13 は、文献 (3) と同一の手法で描いた、短絡後 5 秒間と永久短絡状態にわたる磁束分布の変化を示す図である。同図には、(a) 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) にそれぞれ分けて、また磁束線は最大ポテンシャルが 1.0 Wb/m に対し 10 本になるように描いている。

明確には区別できないが、従来同期機概念に照らして過渡期間を次のように次々過渡、次過渡、過渡の三期間に分けることができよう⁽⁹⁾。

(1) 本シミュレーションの超電導発電機は、二重電磁シールド構造となっているため、外殻の第一電磁シールドが、まず次々過渡期間で作用する。つまり、 $t=0.005$ s の図に見られるように、この期間では電機子反作用磁束の変動分が第一電磁シールドにより排除される。

(2) 次過渡期間では、 $t=0.01 \sim 0.1$ s の図に見られるように、第一電磁シールドの内側へと電機子反作用磁束の変動分が侵入する。しかし、内殻の第二電磁シールドで磁束ははね返る。

(3) 過渡期間では、 $t=0.5 \sim 5$ s の図に見られるように、第二電磁シールドの内側へほとんどの磁束が侵入し、界磁巻線で電機子反作用がはね返される。また、この期間になると電機子反作用磁束は界磁の主磁束とほぼ 180 度の位相差となっており、合成磁束に見られるように機械シールド領域では磁束が少なくなる。

更に時間が経つと、界磁巻線領域への電機子反作用磁束侵入が進行し、最終的に永久短絡状態では、同図 (8) のように機械シールド領域にはほとんど磁束がなく、従って図 8 にも見たように電機子巻線領域で半径方向成分の漏れ磁束が増加する分布となる。

以上の期間 (1) ~ (3) の現象の経過は、電磁シールドの拡散時定数⁽⁹⁾に著しく影響を受けるものであって、ここでは提示していないが、三ケース中しゃへい機能が悪いケース 2 で電機子反作用磁束の内部への浸透が最も速いことを確認した。

5. 電機子巻線の被過渡磁界低減の試み

前章で、二重電磁シールド構造パラメータの違いによる三ケースについて電機子巻線と界磁巻線の過渡磁

図 13 磁束分布の時間的経過 (ケース 3:
 $T_{d0'} = 300$ s)

Fig. 13. Flux distribution with time for case 3.

界を定量的に比較考察し、電機子巻線領域でのその変化率が著しく大きいことが判明した。つまり、このような二重電磁シールド構造機では、現在開発中の交流

図 14 電磁シールドを外した場合の過渡磁束

Fig. 14. Magnetic fields transients for the elimination of electromagnetic shield system.

超電導線材が電機子巻線の超電導化に適用できるか、疑問のあるところであって、何らかの設計変更の要が予想される。

電機子巻線内径面上の導体の被磁界は、電磁シールド外表面での電機子反作用磁束のはね返りのため大きくなるので、電磁シールドを外すことも考えられる⁽¹⁰⁾。従って、ここでは簡単のため、著者らが設計した 2 GVA 機の体格はそのままにして、電磁シールドを外した場合のみを取り上げ、その際の過渡磁界を検討する。

図 14 は電磁シールドを外した場合の短絡時の磁界を示す。予想どおり、電機子巻線内半径面で、 $|B_r|$ 、 $|\dot{B}_r|$ の最大ピーク値は 5.24 T, 1,451 T/s におさえられる。しかし一方、界磁巻線の外半径面上導体には、図 10 と比較して直流磁界上に大きな円状の回転磁界が重畳されるようになる。従って、この円状回転磁界は永久短絡時には減衰消失するものの、過渡期間中にその変動は大きいため、界磁巻線にも電機子巻線と同様交流用超電導線の適用を要することになる。

$\theta_f = 90^\circ$ (q 軸) での ($|B_r|$, $|B_\theta|$) や ($|\dot{B}_r|$, $|\dot{B}_\theta|$) の最大値はそれぞれ (1.12, 9.45) T, (418, 1,041) T/s である。表 2 にこれらの値もまとめている。

以上のように、体格を一定にして、単に電磁シールドを外した変更では、界磁巻線の電磁環境が悪化するため、体格自体までも変更する必要がある。これについては、本論文の主題からそれるのでここでは言及しないが、全超電導化の場合、電磁シールドを外す弊害として低温回転部の構造材でのジュール損失の増加があるとの石郷岡らの指摘がある⁽¹¹⁾。従って、電磁シールドの機能を全くなくすことは、得策でないようであり、電磁シールドを付加してケース 1~3 にとらわれずパラメータ変更を行い再考察した結果⁽⁵⁾、電磁シールドを電機子巻線から遠ざけ界磁巻線側に寄せると、電機子の被過渡磁界は電磁シールドがない場合と同程度に、また一方界磁巻線の被過渡磁界はしゃへい機能の高い電磁シールドがある場合と同程度に低減されることが判明した⁽⁵⁾。

6. む す び

以上、電機子巻線や界磁巻線の超電導化をふまえて、2 GVA 機を例として、通常運転時から三相突発短絡を経て永久短絡状態へ至るまでの磁界および電磁力挙動のシミュレーションを行い、考察した。

まず、通常運転時の電機子巻線領域の磁界については、次のようである。

(1) 被磁界の大きさは、観測点 θ_a には依存しないが、内半径面上の導体で最も大きい。ちなみに、定格電力発生時には、内半径面上で振幅は $(|B_r|, |B_\theta|, B) = (1.64, 1.57, 1.92) \text{ T}$ であり、変化率の振幅は $(|\dot{B}_r|, |\dot{B}_\theta|) = (616, 587) \text{ T/s}$ である。

(2) 被磁界のリサージュ図形は、無負荷の場合、半径方向を長軸としただ円となるが、負荷の場合には一般に長軸が半径方向から傾く。すなわち、だ円磁界は負荷の状態(発生電力、力率)ならびに巻線導体の半径方向位置によって変化する。

次に、三相突発短絡から永久短絡へ至るまでの電機子および界磁巻線導体の被磁界と電磁力の挙動については次のようである。

(3) 電機子巻線の被過渡磁界は初期位相 ϕ_0 の影響を受けるものの、突発短絡が起こるとおおむね円周方向成分 B_θ が増加し、直流減衰成分を含んだだ円回転磁界を呈する。特に、内径上の導体で成分 B_θ の増大は最大である。永久短絡状態では、 θ 方向に長軸をもつだ円磁界となるが、内径面に近づくほど導体は偏平なだ円磁界を経験する。外径面上の導体は B_r および B_θ 成分とも数分の 1 程度の故障前とほぼ相似なだ円磁界となる。

電磁力の最大ピーク値は $\phi_0 = 0^\circ$ の場合ほぼ $\theta_a = 90^\circ$ の内径面上の導体に生じ、故障前の約 100 倍(発電機端子での短絡、ケース 3)の大きさとなる。

(4) 界磁巻線の被過渡磁界は、電磁シールドパラメータに依存するものの、突発短絡が起こるとおおむ

ね直流磁界にだ円回転磁界の一部が重なった状態で B_r 成分が減少し、 B_θ 成分が増大する方向に変化する⁽⁴⁾。

永久短絡状態では、電磁シールドパラメータの違いにかかわらず、例えば外径面上の q 軸($\theta_r = 90^\circ$) 導体には B_θ 成分のみが加わり、その大きさは短絡前の約 1.3 倍となる。なお、 d 軸($\theta_r = 0^\circ$) 部では B_r 成分のみが現れ、短絡前の約 0.74 倍となる。

電磁力の最大ピーク値はほぼ $\theta_r = 90^\circ$ (q 軸部) の外径導体上に生じる。

(5) 突発短絡から永久短絡状態に至るまでの発電機内部の磁束分布の時間的変化を描いた。特に、次々過渡、次過渡ならびに過渡といわれる期間の磁束分布の状態を視覚上で明らかにした。

更に、電機子巻線領域の過渡磁界低減のため、電磁シールドを外した場合も追加検討した。その結果、

(6) 電機子巻線領域の磁界の最大ピーク値は、電磁シールドがある場合と比べて小さくなる。しかし反面、界磁巻線外径面上には直流磁界にだ円状の回転磁界が重なった振動磁界が加わる。このだ円状磁界は永久短絡時には消失するものの、突発短絡の初期にその変動が著しく大きい。

この電磁シールドをなくした超電導発電機的全超電導化に関しては、本論文で言及していないが、発電機体格を含めた総合的な設計が必要である。しかるに、留意すべきは回転子振動の制動効果の低下や、石郷岡ら⁽¹¹⁾の指摘のとおり、低温回転部の構造材にかかわるジュール損の増大であり、電磁シールドが全くない構造は得策でないようである。

終りに、本研究が文部省科学研究補助金(「エネルギー特別研究」)ならびに諫早電子工業(代表取締役: 井崎春生) 学術奨学金寄付金の助成により遂行されたことを記して、関係各位に謝意を表すものである。

(昭和 62 年 4 月 17 日受付、同 62 年 10 月 21 日再受付)

文 献

- (1) テクノバ: 昭 60 年度 ムーンライト 計画委託調査研究成果報告書
- (2) 例えば、P. Dubots, et al.: *IEEE Trans. Magnetics*, **MAG-21**, 2, 177 (1985)
- (3) 向井・牟田・田中: 電学論 B, **104**, 325 (昭 59-6)
- (4) 向井・牟田: 同上 D, **107**, (昭 62-10)
- (5) 牟田・向井: 電気学会静止器研資, SA-85-23 (昭 60-10)
- (6) 向井・牟田: 同上, SA-86-6 (昭 61-2)
- (7) 牟田・稲富: 電学論 B, **102**, 227 (昭 57-4); **102**, 371 (昭 57-6)
- (8) 野田, 他: 低温工学, **21**, 6, 348 (昭 61-12)
- (9) 例えば、牟田・曲堀: 電学論 B, **100**, 585; **100**, 593 (昭 55-10)
- (10) J. L. Sabrie; *J. Physique*, Colloque C1, Supplement au n° 1, Tome 45, C1-717~C1-720 (1984)
- (11) 石郷岡・山本・水上: 電気学会静止器研資, SA-86-60 (昭 61-11)