無鉄心形超電導変圧器の磁界および電磁力の解析

正員 山口 浩, 正員 片岡 昭雄 (東京工業大学)

Analysis of Magnetic Field and Electromagnetic Force of Air-Core Superconducting Power Transformer
Hiroshi Yamaguchi, Member, Teruo Kataoka, Member (Tokyo Inst. of Tech.)

The AC superconducting power apparatus have been investigated actively in recent years. The air-core superconducting power transformer to which the authors are paying attention is one of such superconducting apparatus.

The air-core superconducting transformer has no iron loss, magnetic noise and harmonics problem, which are caused by the iron-core, and it has more possibilities of reduction of loss, size and weight than the conventional and iron-core superconducting power transformers. However, since the air-core transformer has no specific path for the magnetic flux, the magnetic field produced by its superconducting windings acts directly on the windings. Therefore, the investigations of the electromagnetic force, loss and stability of the superconducting windings are very important. In order to investigate these points, the quantitative analysis of the magnetic field acting on the superconducting windings is necessary.

In this paper, a calculation method of the magnetic field is presented. Then, by using this calculation method, the magnetic field and electromagnetic force acting on the superconducting wire are analyzed. From the results of these analyses, it is clarified that the distribution of the amplitude of the magnetic field and electromagnetic force acting on the wire are not uniform. It is also clarified that the magnetic field acting on wire under load has a rotating component in addition to the alternating component.

キーワード: 超電導変圧器, 磁界, 電磁力

1. まえがき

交流用超電導線の進歩にともない、電力用超電導機器の検討が盛んに行われている。筆者らが注目している無鉄心形超電導変圧器もその一つである^{[1]~[12]}。無鉄心形超電導変圧器は、鉄損、磁気騒音、高調波発生などの鉄心に起因する諸問題がなく、低損失化や小形・軽量化の可能性がある^[11]。また、励磁電流が大きいことから、分路リアクトルの機能を兼ね備えた変圧器としての実現が期待されており^{[1],[4],[7]}、超高圧地中ケーブル送電系統やUHV送電系統などの大きな充電電流が発生する系統への適用が検討されている^{[6],[12]}。

しかし、鉄心形変圧器と異なり、磁束の通路を特に確保していないので、時間的に変化する磁界が超電導巻線に直接作用する。このため、超電導巻線の損失、電磁力、安定性などの詳細な検討が非常に重要である。こうした検討を行うためには、巻線各部に作用する磁界を定量的に把握する事が必要である。しかし、超電導機器の磁界に関するこれまでの検討は、直流マグネットや交流リアクトルなどの超電導導体に作用する磁界の最大値の解析が中心であり、時間的に変化する磁界の定量的把握に関する検討はあまりなされていない。

そこで本論文では、まず無鉄心形変圧器の巻線を通る電流の理論式を示し、電流の位相関係を考慮に入れた磁界

解析の必要性を述べ、巻線に作用する磁界の計算方法について明らかにする。そして、この計算法を用いて試作無鉄心形超電導変圧器の巻線各部に作用する磁界や電磁力の解析を行い、これらが巻線に対して不均一に分布することを示す。さらに、負荷時の巻線には交番成分だけでなく回転成分を持つ磁界が作用し、その結果、超電導線に作用する電磁力もその方向を変えることを明らかにする。

2. 磁界の計算法とその妥当性

2.1 無鉄心形変圧器の巻線電流 磁界や電磁力の解析のためには、変圧器巻線を通る電流を知る必要がある。鉄心形変圧器の場合は、励磁電流の影響が無視できるので、一次電流と二次電流が同相となり、それらの実効値も比例関係になる。しかし、無鉄心形変圧器の場合、励磁電流が大きいために一次電流と二次電流が同相にならないので、電流の瞬時値を用いて計算を行う必要がある。

無鉄心形変圧器の特性は一次巻線の自己インダクタンス L_1 、二次巻線の自己インダクタンス L_2 および両巻線間の磁気結合係数 K に大きく影響されるので、その特性は自己インダクタンスと磁気結合係数を用いて記述するのが便利である。そこで、巻数比のかわりに換算係数 $a (= \sqrt{L_1/L_2})$ を用いて二次側の諸量を一次側に換算して特性を記述する。すると、無鉄心形変圧器の一次電流 I_1 および一次側に換算

した二次電流 I_2/a は、負荷インピーダンス Z_L 、一次電圧 V_1 、電源の角周波数 ω を用いて、次式で表される^{[8],[9]}。

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2/a \end{bmatrix} = \frac{V_1}{j\omega L_1 a^2 Z_L - \omega^2 (1 - K^2) L_1^2} \begin{bmatrix} j\omega L_1 + a^2 Z_L \\ j\omega K L_1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

(1) 式より明らかなように、無鉄心形変圧器は鉄心形変圧器とは異なり、 I_1 と I_2 の位相が負荷状態により変化し、また I_1 と I_2 の大きさも比例関係にならない。これは分路リアクトルの機能を含んだ無鉄心形変圧器の場合、励磁電流が大きいので、この影響が無視できないためである。

図1は2.3節で述べる試作無鉄心形超電導変圧器について、純抵抗負荷時の I_1 と I_2 の位相差 θ の変化を示した図である。ただし、位相差 θ は、 I_1 に対する I_2 の進み角を表す。実線が(1)式より計算した位相差である。このように、 I_1 と I_2 の位相差は負荷状態によって変化する。なお、図中○印は実測した位相差であり、計算値の妥当性を示している。

無鉄心形変圧器は分路リアクトルの機能を含んだ変圧器であるので、定格の定義に関してもこの機能を考慮する必要がある。分路リアクトルの機能を考慮にいれた無鉄心形変圧器の一次(入力)電圧・電流の定格 V_{1r} 、 I_{1r} は、二次側が定格状態(定格負荷)となる時の一次側の電圧・電流として定義され、以下の式で与えられる^{[8],[9]}。

$$V_{1r} = |\cos \varphi_{Lr} + j\{\sin \varphi_{Lr} + (1 - K^2)X_n\}| / K \cdot (aV_{2r}) \quad (2)$$

$$I_{1r} = |\cos \varphi_{Lr} + j(\sin \varphi_{Lr} + X_n)| / (KX_n) \cdot (I_{2r}/a) \quad (3)$$

ただし、 V_{2r} 、 I_{2r} は二次(出力)電圧・電流の定格値、 φ_{Lr} は定格負荷力率角であり、いづれも変圧器の仕様として与えられる量である。また、 X_n は一次巻線のリアクタンス ωL_1 を単位法で表した定数である。なお、単位法の基準値は換算係数 a を用いて一次側に換算した定格二次電圧 aV_{2r} と定格二次電流 I_{2r}/a である。

したがって Z_L がわかれば、(1)、(2) 式より定格一次電圧励磁時の電流が位相関係を含めて明らかとなり、一次および二次電流の瞬時値を用いた磁界の計算が可能となる。

2.2 変圧器巻線が作る磁界の計算 前節で一次および二次巻線を通る電流の理論式が明らかになったので、本節では各巻線が作る磁界の計算法について述べる。

これまでの無鉄心形超電導変圧器の概念設計例には、円

図1. 一次電流と二次電流の位相差
Fig.1. Phase difference between primary and secondary currents.

筒形ソレノイド巻線^{[6],[12]}とトロイド形巻線^[6]の2種類がある。どちらの巻線の場合も巻線の巻ピッチが巻半径に比べて十分小さい。また、空心構造であることから、重ね合わせの理も成り立つ。したがって、巻線を円環電流の集合体として近似できる。そこで以下では巻線を円環電流の集合体として近似する磁界計算法を扱う。

まず、図2に示す原点 O を中心として $X-Z$ 平面上にある半径 R 、電流 I の円環電流が作る磁界を考える。対称性より、 $X-Y$ 平面上の点 $(x, y, 0)$ における磁界 H の X 成分と Y 成分のみを求めれば十分である。 H の X 、 Y 成分を H_X 、 H_Y とすると、ビオ・サバルの法則より、以下の式が得られる。

$x \neq 0$ の時、

$$\begin{bmatrix} H_X \\ H_Y \end{bmatrix} = \frac{RI}{\pi \alpha^3 \sqrt{1 + \beta}} \begin{bmatrix} \frac{y}{\beta} \{ \frac{1}{1-\beta} E(k) - K(k) \} \\ \frac{x}{\beta} K(k) + \frac{1}{1-\beta} (R - \frac{x}{\beta}) E(k) \end{bmatrix} \quad (4)$$

$x = 0$ の時、

$$\begin{bmatrix} H_X \\ H_Y \end{bmatrix} = \frac{R^2 I}{2(y^2 + R^2)^{3/2}} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (5)$$

ただし、 $\alpha = \sqrt{x^2 + y^2 + R^2}$ 、 $\beta = 2Rx/(x^2 + y^2 + R^2)$ 、 $k^2 = 2\beta/(1 + \beta)$ である。また、 $K(k)$ 、 $E(k)$ はそれぞれ第一種、第二種完全楕円積分関数である。

上記の2式より、円環電流が任意の位置に作る磁界の瞬時値を計算することができる。すなわち、(1) 式から得られる巻線電流の瞬時値を I に代入して変圧器の一次および二次巻線の各ターンが作る磁界を上式から計算し、それらをベクトル的に足し合わせることによって、巻線全体が作る磁界の瞬時値を求める。ただし、変圧器巻線を構成するターン自身に作用する磁界の計算にあたっては、そのターンが自分自身の位置に作る磁界を無視して計算を行う。

また、電磁力は電流と磁束密度の外積から計算され、図2の点 $(x, y, 0)$ の位置を通る電流のベクトルを $[i_x, i_y, i_z]^T$ とすると、導体の単位長さあたりに作用する電磁力のベクトル $[f_x, f_y, f_z]^T$ は、透磁率 μ を用いて次式で与えられる。

$$\begin{bmatrix} f_x \\ f_y \\ f_z \end{bmatrix} = \mu \begin{bmatrix} i_x \\ i_y \\ i_z \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} H_X \\ H_Y \\ 0 \end{bmatrix} = \mu \begin{bmatrix} -i_z H_Y \\ i_z H_X \\ i_x H_Y - i_y H_X \end{bmatrix} \quad (6)$$

上式から、電流が $X-Y$ 平面に垂直に流れる場合は $i_x = i_y = 0$ であるので、電磁力に関しても $X-Y$ 平面上での解析で十分であることがわかる。

図2. 円環電流が作る磁界
Fig.2. Magnetic field of one-turn coil.

2.3 磁界計算の実験的確認 以上に述べた磁界計算法の有効性を確認するため、試作無鉄心形超電導変圧器にピックアップコイルを設置して、ピックアップコイル内の平均磁束密度の測定値と計算値との比較を行った。

実験に使用した試作無鉄心形超電導変圧器は、密巻きの空心ソレノイド巻線を外側から巻線1, 巻線2, …の順に同心状4重に配置した絶縁4巻線構造である。各巻線は独立しているので、巻線の選択により結線条件を変えた実験が可能となっている。また、各ソレノイド巻線はそれぞれ3~4層から構成されており、それぞれ、外側から第1層, 第2層, …の順に配置されている。各巻線の寸法, ターン数, 自己インダクタンス値を表1に示す。

解析に用いる座標系は(4),(5)式の適用が容易のように、巻線の中心軸をY軸とし、原点Oを巻線中央とした座標系である。ピックアップコイル1~3は図3に示すようにX-Z

表1. 試作超電導変圧器の各巻線の仕様
Table 1. Specification of windings of experimental air-core superconducting transformer.

		巻線1	巻線2	巻線3	巻線4
外径	[mm]	81.6	74.8	68.1	59.1
内径	[mm]	75.6	69.1	60.1	50.9
層数		3	3	4	4
ターン数		584	610	811	810
自己インダクタンス	[mH]	12.18	11.32	15.99	11.99

* 巻線の高さは共通であり、129.5mmである。

図3. ピックアップコイルの配置
Fig.3. Arrangement of pick-up coils.

図4. ピックアップコイル内の平均磁束密度
Fig.4. Average magnetic flux density of pick-up coils.

平面に平行に配置した。ピックアップコイル1~3の中心は、それぞれY軸上の $y=0, 64.75, 0$ (単位[mm])の位置にあり、半径はそれぞれ15.1, 15.1, 43.1(単位[mm])である。このようにピックアップコイルを設置した理由は、実験に使用した試作超電導変圧器の場合、巻線部の磁束密度が小さい設計(各巻線を100Vで単独励磁した場合に超電導体に作用する磁束密度の最大値が約0.2T)であるため、測定器の制約からピックアップコイルの半径を大きくすることにより検出電圧を大きくする必要があったためである。

純抵抗負荷を用いた実負荷試験時に二次電流 I_2 を0~50Aの範囲で変化させてこれらピックアップコイル内の平均磁束密度(実効値) B_{av} を測定した結果と、前述の磁界計算法から求めた平均磁束密度を図4に示す。ただし、実験には巻線1と巻線3を和動直列に接続して一次巻線とし、巻線2を二次巻線とした絶縁2巻線変圧器を用い、一次電圧 $V_1=100V$ とした。図に示されるように、計算値と実測値はよく一致しており、本磁界計算法の有効性が確認できる。

3. 無負荷時の磁界解析

以下では前章で明らかにした磁界計算法を用いて無鉄心形超電導変圧器の巻線に作用する磁界と電磁力の解析を行う。ただし、無負荷時と負荷時では巻線に作用する磁界の性質が異なるので、本章では無負荷時の解析結果を示す。

解析に用いた変圧器は、磁界計算法の有効性を検証する際に用いた結線と同じ結線(一次:巻線1,3;二次:巻線2)である。この結線の一次(入力)定格は、二次(出力)定格を100V-50Aとすると221.1V-28.11Aとなる^{[8],[9]}。ここで、入力定格容量(6.22kVA)が出力定格容量(5kVA)より大きいのは、無鉄心形変圧器が分路リアクトルの機能を含んでいるので、この影響を考慮して定格を決定しているためである。

無負荷時には(1)式より $I_1 = V_1 / j\omega L_1$, $I_2 = 0$ であるので、巻線が作る磁界は一次電流が作る交番磁界のみである。

図5は、定格一次電圧で無負荷励磁した場合に巻線に作用する磁界が最大となる時(無負荷の場合、一次電流が最大となる時に一致する)の方向と大きさを、巻線端部と中央部について示している。ただし、対称性から $y \geq 0$ の側についてのみ示す。図中の・印が巻線を構成する超電導線の位置を示しており、記号*i-j*は巻線*i*の*j*層目を表している。ただし、上述のように巻線4は使用していないので、 $i=1,2,3$ である。図より、巻線に作用する磁界は位置により方向や大きさが異なり、中央部ではY成分がほとんどであるが、端部ではX成分が大きくなる傾向があることがわかる。

このように、無鉄心形変圧器は磁束の通路を特に確保していないので、磁束が巻線の両端で広がり、磁界の作用する方向や大きさが位置によって異なってしまう。

ここで、交流損失や巻線の安定性に密接に関係する巻線の作用磁界の最大値 H_P に着目する。 H_P の分布を図6に示す。図に示されるように、同じY座標で比較すると、内側に配置される巻線ほど磁界が大きい。また、同じ層で比較すると、内側に配置される層では中央部の作用磁界が大きい

が、外側に配置される層では端部の作用磁界が大きい。特に、巻線1の第1層は、中央部分ではほとんど磁界が作用していないが、端部では大きな磁界が作用している。こうした磁界の不均一な分布は、巻線端部における磁束の広がり起因するものである。

磁界に不均一が生じるので、巻線に作用する電磁力にも不均一が生じる。図7に無負荷時に巻線に作用する電磁力の最大値 F_P の分布を示す。二次電流が流れないので、巻線2には電磁力が作用しないが、巻線1,3には電磁力が作用する。この電磁力の大きさは磁界に比例するので、 F_P の分布

は H_P の分布と同じになる。

こうした磁界や電磁力の不均一は、超電導線の交流損失が作用磁界の大きい一部のターンで集中的に発生する可能性を生じる。このような場合、巻線の安定限界は作用磁界の大きなターンの条件で決定されてしまうので、巻線全体としての安定性の観点から大きな問題となる。こうした巻線端部における磁界の広がり、巻線の半径、高さ、巻き密度などによって変化するので、巻線の高安定化の面から、不均一を極力少なくするような巻線構造の検討が必要であると考えられる。

図5. 無負荷時の巻線に作用する磁界
Fig.5. Magnetic field at no-load.

図6. 無負荷時の巻線に作用する磁界の最大値
Fig.6. Peak magnetic field at no-load.

図7. 無負荷時の巻線に作用する電磁力の最大値
Fig.7. Peak electromagnetic force at no-load.

4. 定格負荷時の磁界解析

前章では無負荷時の磁界と電磁力の解析結果を示した。本章では、負荷時の代表例として、定格負荷時を取りあげ、その時の磁界と電磁力の解析結果を示す。

負荷時の磁界は、一次巻線(電流)が作る磁界 H_1 と二次巻線(電流)が作る磁界 H_2 の合成磁界である。通常の場合、 H_1 と H_2 の方向は互いに打ち消し合う向き、すなわち逆向きになるが、試作無鉄心形変圧器のようなソレノイド巻線の場合、各巻線の半径が異なるために、巻線端部を中心に H_1 と H_2 の方向が大きく異なる場所ができる。さらに、(1)式に示したように一次電流と二次電流の位相が異なる。このため、図8に示すように、巻線に作用する合成磁界 H_R は回転成分を持つ。電源の角周波数を ω 、一次電流と二次電流の位相差を θ とすると、合成磁界 $H_R = [H_{RX}, H_{RY}]^T$ は時刻 t の関数として次式で表される。

$$\begin{bmatrix} H_{RX} \\ H_{RY} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_{1Xp} \sin(\omega t) + H_{2Xp} \sin(\omega t + \theta) \\ H_{1Yp} \sin(\omega t) + H_{2Yp} \sin(\omega t + \theta) \end{bmatrix} \quad (7)$$

図8. 回転磁界
Fig.8. Rotating magnetic field.

ただし、添え字 X, Y は、磁界 H_1 あるいは H_2 の X 成分、 Y 成分を表し、添え字 p は各方向成分の振幅を表す。このとき、合成磁界 H_R の長軸成分の大きさ H_L と短軸成分の大きさ H_S は以下の式で与えられる。

$$H_L^2 = \frac{A}{2} + \frac{\sqrt{A^2 - 4B^2}}{2} \quad (8)$$

$$H_S^2 = \frac{A}{2} - \frac{\sqrt{A^2 - 4B^2}}{2} \quad (9)$$

ただし、 A, B は以下の式で与えられる。

$$A = H_{1Xp}^2 + H_{1Yp}^2 + H_{2Xp}^2 + H_{2Yp}^2 + 2(H_{1Xp}H_{2Xp} + H_{1Yp}H_{2Yp})\cos\theta \quad (10)$$

$$B = (H_{1Xp}H_{2Yp} - H_{2Xp}H_{1Yp})\sin\theta \quad (11)$$

合成磁界 H_R が交番磁界成分のみとなる条件は $H_S = 0$ (すなわち $B = 0$)であるので、次式で与えられる。

$$(H_{1Xp}H_{2Yp} - H_{2Xp}H_{1Yp})\sin\theta = 0 \quad (12)$$

上式より、巻線に交番磁界のみが作用する条件は、1) 磁界 H_1 と H_2 の作用する向きが平行、2) $H_{2Xp} = H_{2Yp} = 0$ (無負荷)、3) $\sin\theta = 0$ (一次電流と二次電流の位相差が0または π)のうち少なくとも一つが成立することであり、それ以外の条件では回転成分を持つ磁界が作用することがわかる。

図9に、定格一次電圧で励磁し、純抵抗定格負荷を接続した時の巻線に作用する磁界のベクトルの軌跡を図5と同じ範囲について示す。巻線中央部では、 H_1 と H_2 の方向が逆向きになるので(12)式の条件が満たされ、磁界は交番磁界となる。しかし、端部では一次巻線と二次巻線の作る磁界の空間的広がり異なることと、一次電流と二次電流の位相が異なることにより、回転磁界成分が生じる。このため、巻線に作用する磁界は端部を中心に回転磁界成分を持ち、そのベクトル軌跡は楕円となる。

図9. 負荷時の巻線に作用する磁界
Fig.9. Magnetic field under load.

この時の磁界の最大値すなわち H_L を図10に、また H_S と H_L の比 H_S/H_L を図11に示す。 H_L は各層とも変圧器巻線の中央部ではほぼ均一となっているが、端部では大きく変化する。一方、 H_S/H_L は巻線中央部ではほとんど零であるが、端部を中心に大きくなっており、回転磁界成分が端部を中心に分布することを示している。

磁界が回転成分を持つことから巻線に作用する電磁力のベクトルの軌跡も図12に示すように楕円となる。また、磁界の大きさや方向が位置により異なるので、巻線に作用する電磁力の大きさや方向も位置により異なる。この結果、

図12の場合、巻線2の第2層は隣接する2つの層から圧縮されるような向きの力を受ける。また、巻線1と2、巻線2と3の間では、互いに離れようとする方向に電磁力が働く。このように、負荷時の巻線に作用する電磁力はターン位置によってその方向や大きさが異なるので、巻線構造によっては局所的に大きな力が作用する場所が生じる可能性があり、注意が必要である。

本章では、負荷時の代表例として、定格負荷時の磁界と電磁力の解析結果を示したが、(7)~(12)式に示されるように、巻線に作用する磁界は θ の影響を受ける。(1)式や図1か

図10. 巻線に作用する磁界の長軸成分 H_L .
Fig.10. Long axis component of magnetic field H_L .

図11. 磁界の短軸成分 H_S と長軸成分 H_L の比
Fig.11. Ratio of magnetic field H_S and H_L .

図12. 負荷時の巻線に作用する電磁力
Fig.12. Electromagnetic force under load.

らわかるように、 θ は負荷の影響を受けるので、巻線に作用する磁界も負荷の大きさや力率角などの負荷条件により変化する。したがって、無鉄心形変圧器の磁界や電磁力の解析にあたっては、種々の負荷条件に対する検討が必要となる。

5. まとめ

本論文では、超電導巻線の損失、電磁力、安定性などの検討を行うための基礎となる、巻線に作用する磁界の計算方法について明らかにした。そして、試作超電導変圧器を用いた実験により、この計算法の有効性を確認した。

この計算法に基づいて試作無鉄心形超電導変圧器の巻線に作用する磁界と電磁力の解析を行ったところ、これらの分布が不均一になり、巻線の安定性上問題となる可能性があることを明らかにした。さらに、負荷時の巻線には回転成分を持つ磁界が作用することを明らかにするとともに、ソレノイド巻線の場合、巻線中央部では回転成分はほとんど生じないが、端部では大きな回転成分が生じることを明らかにした。そして、この回転成分の影響により、巻線に作用する電磁力も方向を変えることを明らかにした。

磁界の不均一の問題は、本論文で扱った無鉄心形超電導変圧器に限らず、鉄の飽和磁束密度を越えた高磁束密度領域の利用を考えている超電導機器では一般的に起こり得る問題である。したがって、不均一を極力減らす巻線構造を検討する必要がある。

回転成分を含んだ磁界が巻線に作用するという問題もまた、無鉄心形超電導変圧器に特有の問題ではなく、位相と方向の異なる2つ以上の磁界が作用するような場合(例えば全超電導発電機の電機子巻線)では一般的に起こり得る問題である。現段階では、回転磁界成分を含む磁界が作用したときに発生する交流損失の大きさやその計算方法、超電導線の安定性に与える影響などについては未解明の点が多いが、回転成分の存在は交流損失の増加を招き、超電導線の安定性上問題となる可能性がある。また、巻線の固定に関しても、電磁力の方向が変わっても有効な固定法を考える必要があると考えられる。

ここでは無負荷時と純抵抗定格負荷時の2つの例を示したが、巻線に作用する磁界や電磁力の性質は非常に複雑であり、各巻線の体格や空間的位置関係、負荷状態(負荷の大きさや力率)などに依存する。したがって、以上に述べたような超電導線の固定法や交流損失の検討のためには、負荷の大きさや力率を変えた詳細な検討が必要である。

こうしたことから、今後は磁界の不均一を抑制する巻線体格や配置に関する検討、回転磁界成分を含む磁界が作用したときに交流損失特性や安定性に与える影響、巻線の固定法などに関する検討を行う予定である。

最後に、共同実験者である本学修士課程卒業生 林 眞一氏(現:関西電力)、森本 肇氏(現:中国電力)、高田 徹氏(現:東京電力)、本学学部卒業生 奥村 達夫氏(現:東洋電機製造)、およびご協力を頂いた萩森 英一教授(本学東京電力寄付講座)

に感謝する次第である。

(平成7年9月25日受付、同8年1月25日再受付)

文 献

- [1] 山本 他:「超電導変圧器の無鉄心化の可能性について」, 電気学会研究会資料SA-88-47, 1988
- [2] 秋田:「空心超電導変圧器の可能性について」, 電気学会研究会資料, SA-90-7, 1990
- [3] 山口 他:「無鉄心形超電導変圧器の基本的特性」, 電気学会論文誌D 研究開発ノート, Vol.111, No.1, pp.101-102, 1991
- [4] 石郷岡 他:「超電導空心単巻変圧器の試作とその基本特性」, 電気学会論文誌B, Vol.111, No.4, pp.448-453, 1991
- [5] H. Yamaguchi et.al.: "Loss Characteristics of Air-Core Superconducting Transformer", IEEE Trans. MAG., Vol.28, No.5, pp.2232-2234, 1992
- [6] 山口 他:「無鉄心形超電導変圧器のケーブル送電システムへの適用に関する基礎的検討」, 電気学会研究会資料SA-92-72/RM-92-135, 1992
- [7] M. Yamamoto et.al.: "A Study on a Coreless Superconducting Transformer", IEEE Trans. Applied Superconductivity, Vol.3, No.1, pp.889-892, 1993
- [8] T. Kataoka et.al.: "Volt-ampere Rating of Air-core Superconducting Power Transformers", IEEE Trans. MAG., Vol.29, No.6, pp.3592-3594, 1993
- [9] 山口 他:「無鉄心形超電導変圧器の特性解析」, 電気学会論文誌D, Vol.113, No.8, pp.979-987, 1993
- [10] 森本 他:「無鉄心形超電導変圧器の巻線磁界の解析」, 電気学会研究会資料ASC-94-24/RM-94-24, 1994
- [11] H. Yamaguchi et.al.: "Comparison between Superconducting and Conventional Power Transformers Considering Auxiliary Facilities", IEEE Trans. Applied Superconductivity, Vol.5, No.2, pp.937-940, 1995
- [12] H. Yamaguchi et.al.: "Conceptual Design of Air-Core Superconducting Transformer for 500kV Cable Transmission System", IEEE Proc.-Gener.Transm.Distrib., Vol.142, No.5, pp.487-493, 1995

山口 浩 (正員) 昭和41(1966)年1月11日生まれ。平成元年3月東京工業大学工学部電気・電子工学科卒業。平成6年3月同大学大学院博士課程(電気・電子工学専攻)修了。同年4月同大学工学部電気・電子工学科助手。主として、超電導応用に関する研究に従事。IEEE, 低温工学会会員。博士(工学)。

片岡 昭雄 (正員) 昭和11(1936)年12月5日生まれ。昭和35年3月東京工業大学理工学部電気工学科卒業。昭和40年3月同大学大学院博士課程(電気工学専攻)修了。同年4月同大学理工学部電気工学科助手、昭和42年11月同助教授を経て、現在、同大学工学部電気・電子工学科教授。電機変換工学講座担当。工学博士。IEEE Fellow。