

分割5脚鉄心変圧器の磁気特性検討

Examination of the Magnetic Properties of Divided 5 leg Transformers Cores.

浦田 信也・戸高 孝・下地 広泰・榎園正人

大分大学工学部電気電子工学科, 大分市旦野原700番地 (〒870-1192)

S. Urata, T. Todaka, H. Shimoji, and M. Enokizono

Department of Electrical and Electronic Engineering, Faculty of Engineering, Oita University, Oita 870-1192, Japan

In this paper, we examine the magnetic properties of 5-leg core for 3-phase transformer, which has a divided structure. Each magnetic property was examined in comparing the magnetic flux density, the magnetic field strength, and the iron loss under the condition of each divided structure mutually. It is known that the iron loss can be expressed by the relationship between the magnetic flux density and the magnetic field strength vector. The two-dimensional vector magnetic properties can be used to express this relationship as a vector. In the analysis, we have used the E&SS modeling, which can express the two-dimensional vector magnetic properties.

Key words: 5-leg core, finite element method, two-dimensional vector magnetic properties, E&SS modeling, transformer, iron loss

1. はじめに

近年, 都心部で地下埋設方式変圧器が注目されるに従い, 埋設コストを下げるために極端に高さが低い変圧器のニーズが増えてきている。また, 地上用変圧器も美観上の問題から同様のニーズが増えてきている。三相変圧器の高さを低くする為にしばしば実施されるのが鉄心の5脚化である。従来, 構造上鉄心高さを低くすることができる5脚鉄心は, 三相変圧器の大容量化と輸送上の問題から高さ制限が課せられる場合に, 3脚鉄心の代替として使用されることが多かった。

本研究の目的は, 主に都心部で使用される地下埋設方式変圧器の設計手法の確立にある。地下埋設方式変圧器は地中に埋設するためコンパクトで, また放熱の問題から低損失な鉄心が求められる。近年, 5脚鉄心はコストダウンの為, 閉磁路が一つである巻鉄心を組み合わせる, 分割鉄心構造にて設計されることが多い。この分割鉄心構造を採用すると, 低鉄損が要求されるにも関わらず, 鉄心の鉄損特性が悪くなることが知られている。しかし, それがどのような要因で悪化しているのか詳細に検討された例は無い。そこで, 5脚鉄心の分割構造化による磁気特性(磁束密度分布, 回転磁界分布, 磁界強度分布, 鉄損分布)の変化を検討し, その原因を追究する。鉄損分布をはじめとする磁気特性を詳細に検討する為には, B (磁束密度ベクトル)と H (磁界強度ベクトル)のベクトル関係からあらゆる方向に傾いた交番磁界及び回転磁界を表現し, それらの関係から鉄損を直接計算することができる2次元ベクトル磁気特性¹⁾²⁾³⁾が有効である。2次元ベクトル磁気特性を磁界解析に考慮する手法としてE&SSモデル⁴⁾⁵⁾が提案されている。本論文ではE&SSモデルを考慮した磁界解析にて分割構

造化された鉄心における磁気特性(磁束密度分布, 回転磁界分布, 磁界強度分布, 鉄損分布)の変化を検討する。磁界解析手法としては有限要素法を使用する。

2. 2次元ベクトル磁気特性

2次元ベクトル磁気特性において, Fig. 1に磁束条件を決めるパラメータを示す。(a)は交番磁束の条件であり, (b)は回転磁束の条件である。図に示すように磁束条件は3つのパラメータから構成される。まず, 最大磁束密度の大きさを B_{max} とする。次に, 圧延方向でもある磁化容易方向と最大磁束密度方向との角度(Inclination angle)を θ_B とする。回転磁束においては最大磁束密度と最小磁束密度の比(Axis ratio)を α とした。 $\alpha = 0.0$ の場合が交番磁束で, $\alpha = 1.0$ の場合が真円の回転磁束となる。

3. E&SSモデル⁴⁾⁵⁾を考慮した磁界解析

3.1 E&SSモデル

2次元ベクトル磁気特性を考慮した磁界解析を行う為, E&SSモデルが提案されている。E&SSモデルは磁束密度: $B(B_x, B_y)$, 磁界強度: $H(H_x, H_y)$ を以下のように表現する。

$$H_x = \nu_{xx}(B_{max}, \theta_B, \alpha, \tau)B_x(\tau) + \nu_{xy}(B_{max}, \theta_B, \alpha, \tau) \int B_y(\tau) d\tau \quad (1)$$

$$H_y = \nu_{yx}(B_{max}, \theta_B, \alpha, \tau)B_y(\tau) + \nu_{yy}(B_{max}, \theta_B, \alpha, \tau) \int B_x(\tau) d\tau \quad (2)$$

ν_{xx} , ν_{yy} は磁気抵抗係数, ν_{xy} , ν_{yx} は磁気ヒステリシス係数と呼称する。 τ は $0 \sim 2\pi$ で変化し, 磁気抵抗係数及び磁気ヒス

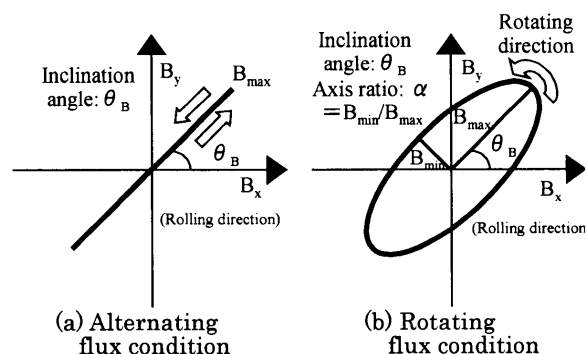


Fig. 1 Representation of alternating and rotating flux conditions.

テリシス係数は周期関数とする。まず、磁束密度 B_x , B_y 波形は測定にて得られる正弦波に制御された磁束密度波形を基準とし、次式のように近似する。

$$B_x = R_{B_x} \cos \tau - I_{B_x} \sin \tau \quad (3)$$

$$B_y = R_{B_y} \cos \tau - I_{B_y} \sin \tau \quad (4)$$

R_{B_x} , R_{B_y} は磁束密度波形をフーリエ変換することにより求められた実部の係数, I_{B_x} , I_{B_y} は虚数部の係数である。

磁界強度 H_x , H_y 波形は磁束正弦波波形を基準とし、フーリエ級数を用いて次式のように近似する。

$$H_x = \sum_{n=1}^N \left[R_{(2n-1)H_x} \cos(2n-1)\tau - I_{(2n-1)H_x} \sin(2n-1)\tau \right] \quad (5)$$

$$H_y = \sum_{n=1}^N \left[R_{(2n-1)H_y} \cos(2n-1)\tau - I_{(2n-1)H_y} \sin(2n-1)\tau \right] \quad (6)$$

$R_{(2n-1)H_x}$, $R_{(2n-1)H_y}$ は磁界強度波形をフーリエ変換することにより求められた実部の係数, $I_{(2n-1)H_x}$, $I_{(2n-1)H_y}$ は虚数部の係数である。

以上から ν_{xr} (磁気抵抗係数の x 成分) 及び, ν_{xi} (磁気ヒステリシス係数の x 成分) は次式のように求められる。

$$\nu_{xr} = \frac{\sum_{n=1}^N R_{(2n-1)H_x} \cos(2n-1)\tau}{\cos \tau} \left(\frac{R_{B_x}}{R_{B_x}^2 + I_{B_x}^2} \right) + \frac{\sum_{n=1}^N I_{(2n-1)H_x} \sin(2n-1)\tau}{\sin \tau} \left(\frac{I_{B_x}}{R_{B_x}^2 + I_{B_x}^2} \right) \quad (7)$$

$$\nu_{xi} = \frac{\sum_{n=1}^N R_{(2n-1)H_x} \cos(2n-1)\tau}{\cos \tau} \left(\frac{I_{B_x}}{R_{B_x}^2 + I_{B_x}^2} \right) - \frac{\sum_{n=1}^N I_{(2n-1)H_x} \sin(2n-1)\tau}{\sin \tau} \left(\frac{R_{B_x}}{R_{B_x}^2 + I_{B_x}^2} \right) \quad (8)$$

係数の y 成分については x を y に読み替えることで差し支えない。

3.2 E&SS モデルを考慮した磁界支配方程式の定式化

マクスウェルの方程式から、2次元ベクトル磁気特性を考慮した磁界支配方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(a_4 \frac{\partial A_z}{\partial x} - a_3 \frac{\partial A_z}{\partial y} + b_4 \int \frac{\partial A_z}{\partial x} d\tau - b_3 \int \frac{\partial A_z}{\partial y} d\tau \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(a_1 \frac{\partial A_z}{\partial y} - a_2 \frac{\partial A_z}{\partial x} + b_1 \int \frac{\partial A_z}{\partial y} d\tau - b_2 \int \frac{\partial A_z}{\partial x} d\tau \right) = -J_{0z} \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \cos^2(\phi) \nu_{xr} + \sin^2(\phi) \nu_{yr} \\ a_2 &= a_3 = \sin(\phi) \cos(\phi) \nu_{xr} - \sin(\phi) \cos(\phi) \nu_{yr} \\ a_4 &= \sin^2(\phi) \nu_{xr} + \cos^2(\phi) \nu_{yr} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} b_1 &= \cos^2(\phi) \nu_{xi} + \sin^2(\phi) \nu_{yi} \\ b_2 &= b_3 = \sin(\phi) \cos(\phi) \nu_{xi} - \sin(\phi) \cos(\phi) \nu_{yi} \\ b_4 &= \sin^2(\phi) \nu_{xi} + \cos^2(\phi) \nu_{yi} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

J_{0z} は励磁電流密度を示し, A_z は磁気ベクトルポテンシャルの z 方向成分を示し, ϕ は圧延方向と x 軸とのなす角度を示す。

3.3 端子電圧法⁶⁾

通常電気機器は一定の電圧源にて励磁されているので、本論文では端子電圧法を適用する。式 (9) の J_{0z} は以下となる。

$$J_{0z} = \frac{NI_o}{S_w} \quad (12)$$

I_o は励磁電流, S_w は励磁コイルの断面積, N はコイルの巻回数とする。励磁電流を未知数として取り扱う為に、以下に示すキルヒホッフの第 2 法則を用いた回路方程式を用いる。

$$\frac{d\Phi}{dt} + (R_c + R_o) I_o + L_o \frac{dI_o}{dt} = V_o \quad (13)$$

Φ はコイルへの鎖交磁束数, V_o は回路の端子電圧, R_o は外部回路の抵抗, R_c は巻線抵抗, L_o は外部回路のインダクタンスとする。

3.4 鉄損

鉄損は B (磁束密度ベクトル) と H (磁界強度ベクトル) の関係から以下の式を用いて直接計算できる。

$$P_{ie} = \frac{1}{\rho T} \int_0^T \left(H_x \frac{dB_x}{dt} + H_y \frac{dB_y}{dt} \right) dt \quad [\text{W/kg}] \quad (14)$$

$$P_{total} = \frac{\sum (P_{ie} \cdot S_e)}{\sum S_e} \quad [\text{W/kg}] \quad (15)$$

ρ は材料密度, T は励磁波形の周期, P_{ie} は 1 要素当たりの鉄損, P_{total} は全要素の鉄損を平均して算出する全鉄損, S_e は各要素の面積である。

4. 解析条件

4.1 解析モデルの外寸寸法

Fig. 2 に解析に使用した 5 脚鉄心モデルを示す。鉄心の圧延方向 ($\theta_B = 0, 180 \text{ deg.}$) は図示の矢印方向とする。励磁結線はデルタ結線とする。

分割鉄心構造が実際に実用化されているのは巻鉄心構造の 5 脚鉄心変圧器であるが、本論文では FEM 解析の便宜上、磁気回路がこれと等価な Fig. 2 に示す積鉄心構造の 5 脚鉄心を用いて検討を行った。

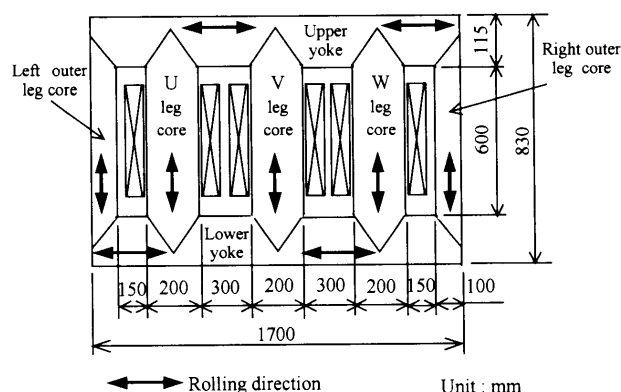


Fig. 2 Diagrammatic illustration of the 5-leg core model.

4.2 鉄心分割条件

Fig. 3にFig. 2で示した5脚鉄心への分割境界(3 mmの空気ギャップを分割境界と定義)の挿入位置を示す。分割境界は鉄心の幅方向に定義する。解析にてA, B, Cの分割境界で分割した時の各磁気特性を比較する。分割条件はTable 1に示す通りとする。Table 1中の○は条件適用, ×は非適用を表す。例えば, Case IIは境界A~C全てに分割境界を入れた条件である。

Table 1 Conditions of division boundaries.

	Division boundary		
	A	B	C
Case I	×	×	×
Case II	○	○	○
Case III	×	○	×
Case IV	○	×	○
Case V	×	○	○
Case VI	○	○	×

4.3 鉄心材質

鉄心の材質は方向性電磁鋼板 35G155とした。鉄損特性の例として, Fig. 4に $B_{max} = 0.6$ T, 周波数 50 Hz時の特性を示す。 α が大きくなる程, θ_B が90 deg.に近づく程, 鉄損が大きくなることが確認できる。

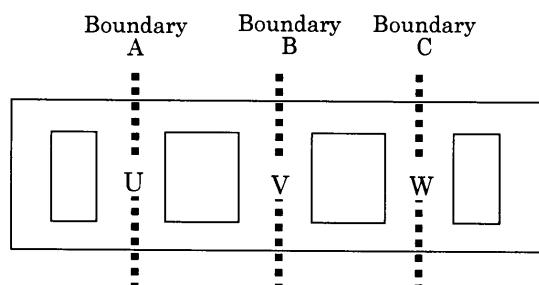


Fig. 3 Locations of the division boundaries of a 5-leg core.

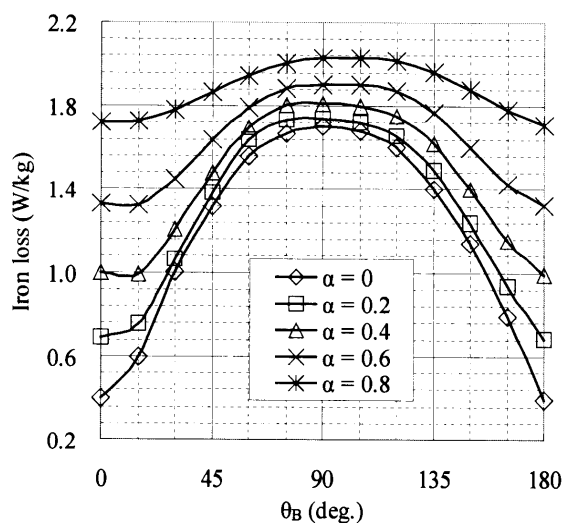


Fig. 4 Iron loss of 35G155 as a function of θ_B and α when B_{max} is 0.6 T and the frequency is 50 Hz.

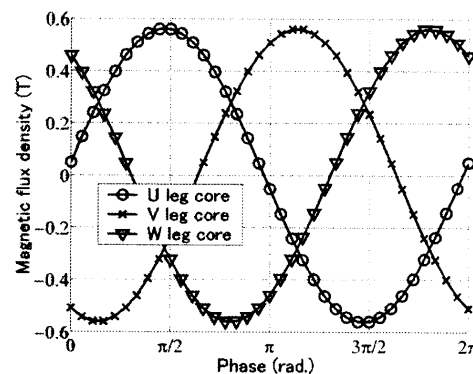


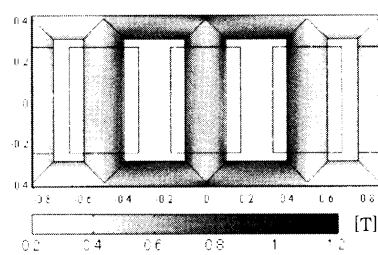
Fig. 5 Average magnetic flux density waveform of each leg in Case I.

5. 解析結果

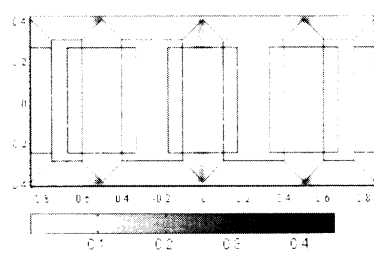
鉄心を分割構造化したことによる磁気特性の変化を検討する。本解析では端子電圧法を用いることにより, 各脚の平均磁束密度(各励磁コイルにおける鎖交磁束密度)が一定になるように解いてある。Fig. 5に各分割条件の代表例として, Case Iの平均磁束密度波形を示す。

Fig. 6に各分割条件における磁束密度分布を示す。Fig. 6において, (a) Case I, (b) Case II, (c) Case III, (d) Case IV, (e) Case V, (f) Case VIの結果を表す。Fig. 6の磁束密度分布によれば, 鉄心に分割境界を挿入することにより磁束密度が上昇することが確認できる。分割境界がV脚にある場合, 境界に対し左右両側とも磁束密度が上昇していることが分かる。分割境界がU脚にある場合, 境界に対し右側の磁束密度が上昇し, 分割境界がW脚にある場合, 境界に対し左側の磁束密度が上昇していることが分かる。ここで最も磁束密度分布の変化率が大きいCase IとCase IIの結果を比べると, Case IIはCase Iに対し脚の中心軸上(境界付近)で30~40%程度, 窓内付近で10~20%程度の磁束密度の増加を確認できる。これは分割境界による磁気抵抗増加により, 分割境界を越えて隣の鉄心に磁束が渡りにくくなるので, 異相コイル間の影響が遮断される現象が起き, 鉄心脚内での磁束の打ち消し現象が起きにくくなったことが原因と考えられる。また, 上記で示した分割境界による磁束密度の変化率が中心軸上で大きいという結果から, 磁束の打ち消し現象は脚の中心軸上で起こりやすいことが分かる。どの結果も鉄心窓内付近の磁束密度が高くなっていることが分かるが, これは磁路長の影響で, 磁気抵抗がもっとも小さい経路で磁束が流れたからである。また左右外部コアの磁束密度が他領域に比べ低くなっていることが分かる。

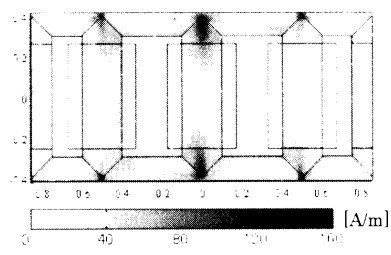
Fig. 7に回転磁界の検討の為, 各分割条件における α (Axis ratio) 分布を示す。Fig. 7において, (a) Case I, (b) Case II, (c) Case III, (d) Case IV, (e) Case V, (f) Case VIの結果を表す。Fig. 7の回転磁界の程度を指標する α 分布によれば, 回転磁界は分割境界が存在する場合全く発生しないことが分かる。一方, 分割境界が無い場合, 三角形をした鉄心接合部の頂点付近に $\alpha = 0.2$ 以上の大きな回転磁界が発生していることが分かる。 α の値はここから遠ざかるに従って小さくなり, 交番磁界に近づいていくことが分かる。これは分割境界が存在する場合, 前述同様に脚の中心軸上の分割境界により異相のコイル間の影響が遮断され, 三相磁束



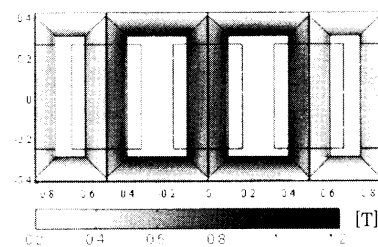
(a) Case I



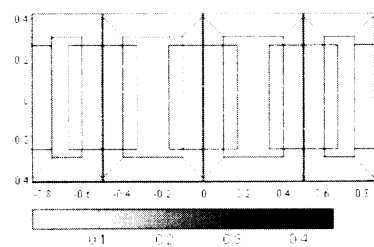
(a) Case I



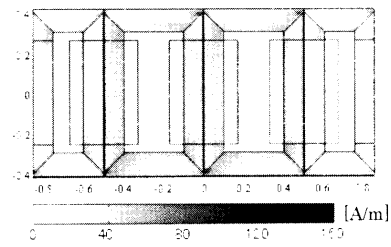
(a) Case I



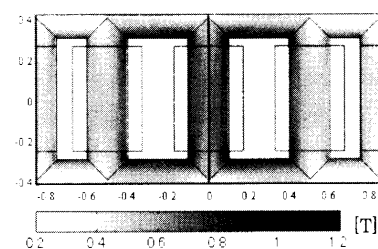
(b) Case II



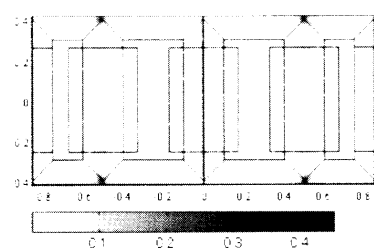
(b) Case II



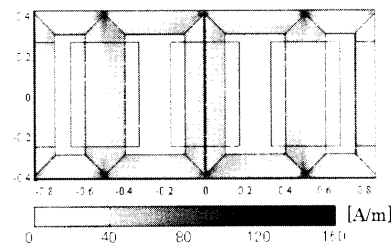
(b) Case II



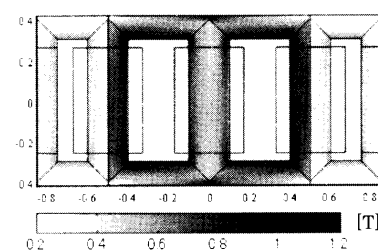
(c) Case III



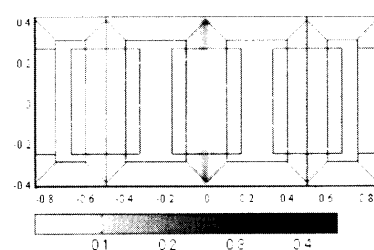
(c) Case III



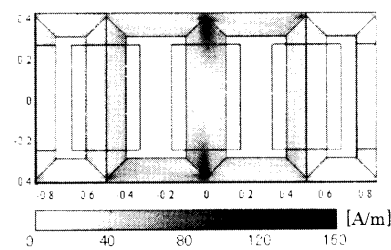
(c) Case III



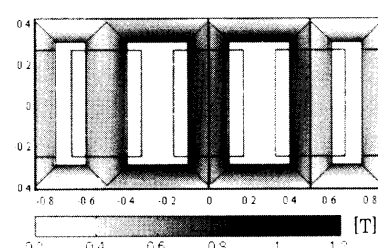
(d) Case IV



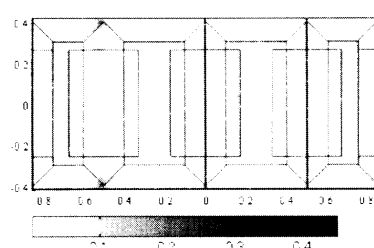
(d) Case IV



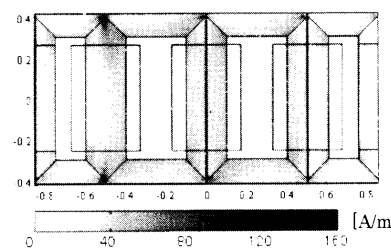
(d) Case IV



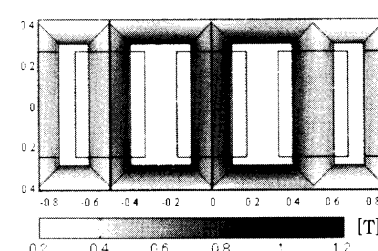
(e) Case V



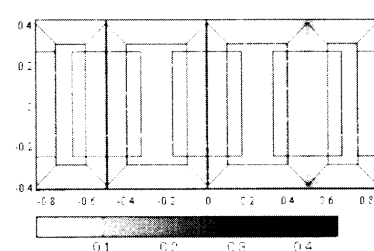
(e) Case V



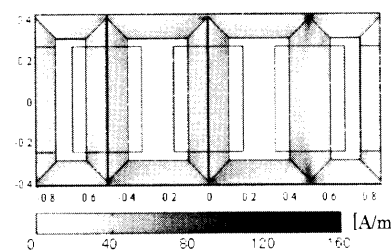
(e) Case V



(f) Case VI



(f) Case VI



(f) Case VI

Fig. 6 Magnetic flux density distribution.

Fig. 7 α (Axis ratio) distribution.

Fig. 8 Magnetic field strength distribution.

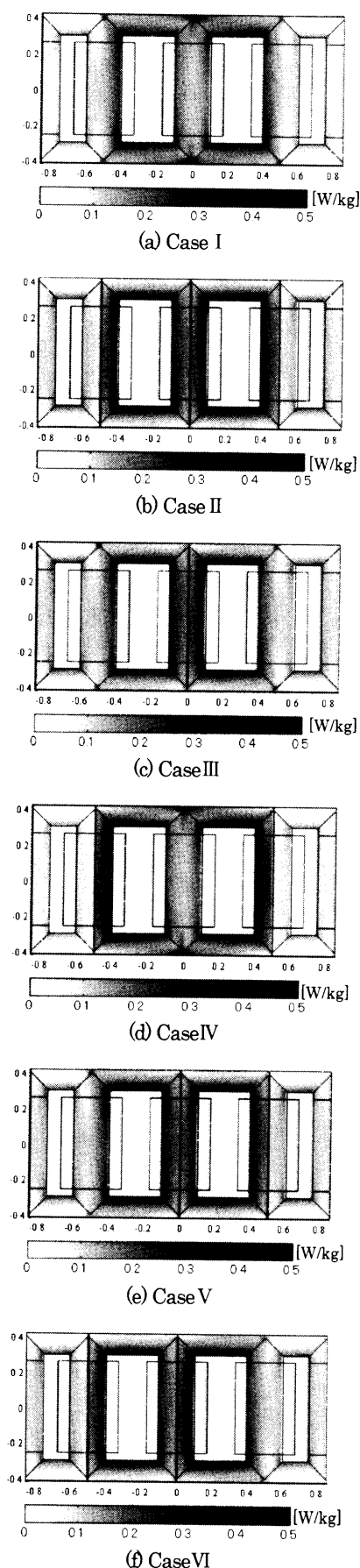


Fig. 9 Iron loss distribution.

もしくは二相磁束による回転磁界現象が起きにくくなる為と考えられる。また、回転磁界はV脚付近に特に多く発生しやすいことが確認できる。これはV脚が5脚鉄心の中心軸に位置する為、U、V、W相による安定した三相回転磁界が生じやすいのが理由として考えられる。

Fig. 8に各分割条件における磁界強度分布を示す。Fig. 8において、(a) Case I, (b) Case II, (c) Case III, (d) Case IV, (e) Case V, (f) Case VIの結果を表す。Fig. 8の磁界強度分布によれば、分割境界が無い場合、回転磁界が発生し α が大きくなっている三角形をした接合部位に局所的に非常に高い磁界強度が発生し、脚中央部の磁界強度が低い領域に対し5~7倍程度の磁界強度が生じていることが分かった。これは回転磁界を生じると磁化困難方向の特性に近づいていくので、他の部位より磁界強度が大きくなるのが原因と考えられる。分割境界が存在する場合、分割境界が無い場合に比べ、磁界強度が全体的に30%程度大きくなっていることが分かる。これは分割境界により磁束密度が高くなることが原因と考えられる。

Fig. 9に各分割条件における鉄損分布を示す。Fig. 9において、(a) Case I, (b) Case II, (c) Case III, (d) Case IV, (e) Case V, (f) Case VIの結果を表す。Fig. 9の鉄損分布によれば、磁界強度分布と同様に磁束密度の高さ及び α の大きさに依存していることが分かる。鉄損は式(14)に示されるように B と H の関係から計算される。分割境界が存在する場合、磁束密度の上昇に起因する鉄損増加が大きく、分割境界が無い場合、回転磁界に起因する鉄損増加が大きい。鉄心全体の鉄損を比較し、各分割構造をした鉄心の鉄損性能を比較する為、式(15)で計算される全鉄損を検討する。Fig. 10に各分割条件における全鉄損の比較結果を示す。最も全鉄損が小さかったのは、分割境界無しの構造であるCase I、次いでUとW脚に分割境界を持つCase IV、中央のV脚に分割境界を持つCase III、UとV脚に分割境界を持つCase VI、VとW脚に分割境界を持つCase V、最も鉄損が大きかったのはU、V、W脚全てに分割境界を持つCase IIとなった。最も鉄損が低かったCase Iに対して鉄損差が最も大きかったCase IIではその差は、約13%となった。Case Iに対して鉄損差が最も小さかったCase IVでは、その差は約5%となった。但し、Case IIIとCase IVの差は小さく約3%程度の差であった。分割構造化による鉄損増加は、磁束密度増加による鉄損増加と回転磁界消失による鉄損減少の兼ね合いに依存し、今回の検討結果によれば、磁束密度上昇が原因となる鉄損増加が大きく、回転磁界消失による局所鉄損集中消失による鉄損減少を上回っていることが分かった。

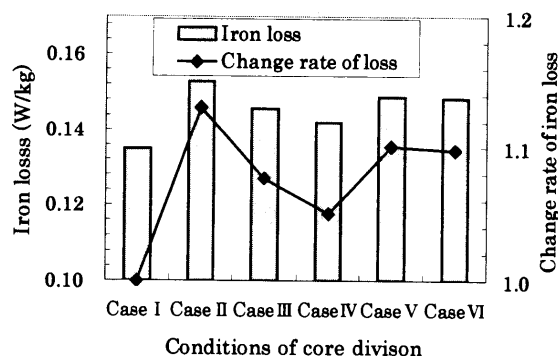


Fig. 10 Comparison of the total iron loss in Case I ~ VI.

6. まとめ

変圧器用5脚鉄心の分割構造採用による磁気特性変化を把握する為に、2次元ベクトル磁気特性を考慮した磁気特性解析を行った。得られた結果を以下にまとめる。

- 1) 各脚に分割境界を挿入することにより、鉄心磁束密度が上昇することが分かった。Case I と Case II の結果を比べると、Case II は Case I に対し脚の中心軸上の境界付近で 30~40% 程度、窓内付近で 10~20% 程度の磁束密度が増加していることが確認できた。これは分割境界による磁気抵抗増加により、分割境界を越えて隣の鉄心に磁束が渡りにくくなるので、異相コイル間の影響が遮断される現象が起き、鉄心脚内での磁束の打ち消し現象が起きにくくなったことが原因と考えられる。
- 2) 分割境界により回転磁束は完全に消失することが分かった。これは脚の中心軸上に分割境界が存在する為に、異相のコイル間の影響が遮断され、三相磁束もしくは二相磁束による回転磁界現象が起きにくくなる為と考えられる。
- 3) 分割境界が無い場合、 α は V 脚の接合部付近が最も大きく、回転磁界による局所的に大きな損失が発生することが分かった。これは V 脚が5脚鉄心の中心軸に位置する為、U, V, W 相による安定した三相回転磁界が生じやすいのが理由として考えられる。
- 4) 分割境界無しの場合 Case I に対し、鉄損増加が最も大きかった条件は U, V, W 脚全てに分割境界を入れた Case II であり、その差は約 13 % であった。

5) 分割境界無しの場合 Case I に対し、鉄損増加が最も小さかった条件は U, W 脚に分割境界を入れた Case IV であり、その差は約 5 % 程度の差であった。

6) 分割構造化による鉄損増加は、磁束密度増加による鉄損増加と回転磁界消失による鉄損減少の兼ね合いで決まることが分かった。

以上の結果から分割構造を有する鉄心は回転磁界が存在しない為、局所加熱する危険性が小さいというメリットがあり熱対策が容易である。しかし分割構造が無い鉄心と比べると、設計磁束密度（励磁コイルの鎖交磁束密度）に対して、特に脚中心軸上の磁束密度分布が大きくなる為、鉄損が大きくなりやすく、高磁束密度領域での設計には不向きであるといえる。

References

- 1) M. Enokizono, T. Todaka, and S. Kanao: *Journal of the Magnetics Society of Japan.*, 17, pp.559-564 (1993).
- 2) M. Shimamura, C. Okinari, H. Tanaka and M. Enokizono: *6th International Workshop on 1&2-Dimensional Magnetic Measurement and testing.*, p.138-146 (2000)
- 3) M. Enokizono: *Journal of the Magnetics Society of Japan.*, Vol.27, No.2, p.50-58 (2003).
- 4) H. Shimoji, and M. Enokizono: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.*, Vol. 254-255, p. 290-292 (2003).
- 5) H. Shimoji, M. Enokizono, T. Todaka, and T. Horibe: *KIEE International Transactions on EMECS.*, Vol. 2-B, No.4, p.149-155 (2002)
- 6) T. Nakata, and N. Takahashi: *IEEE Trans.Magn.*, Vol.18, No.2, p.325-330 (1982)

2004 年 10 月 12 日受理, 2005 年 1 月 14 日採録