

学術論文

高磁束密度領域におけるベクトル磁気特性

Vector Magnetic Properties in a range of High Magnetic Flux Density

佐藤 尊^{*1}, 下地 広泰^{*1}(正員), 戸高 孝^{*1}(正員), 榎園 正人^{*1}(正員)

Takeru SATO, Hiroyasu SHIMOJI(Mem.), Takashi TODAKA (Mem.), Masato ENOKIZONO(Mem.)

Measurements of two-dimensional vector magnetic properties under high magnetic flux density conditions are very difficult due to magnetic nonlinearity and anisotropy. In such conditions, larger power in excitation is also necessary to realize the flux conditions. We have developed a new two-dimensional magnetizer, which can generate high magnetic flux densities up to 2.0 T. As a result, we could measure the vector magnetic properties over 1.7T and represent the properties with the dynamic E&S modeling. In this paper, we show applicability of the dynamic E&S modeling in the high magnetic field conditions.

Keywords: high magnetic flux density, two-dimensional vector magnetic properties, dynamic E&S modeling.

1 緒言

著者らは2次元ベクトル磁気特性の工学モデルとして、磁束高調波の時間変化に応じた渦電流の影響を考慮できるダイナミック積分型 E&S モデルを提案している[1-3]。このダイナミック積分型 E&S モデルを用いて高磁束密度領域でモータや発電機、変圧器などの実機的设计を行うためには、まず高磁束密度条件下の2次元ベクトル磁気特性を測定し把握しておく必要がある。しかしながら、高磁束密度領域は当然非線形領域であるので、測定するには大きなパワーを持った2次元ベクトル磁気特性測定装置となる。もっとも、電流容量の大きな銅線の励磁巻線を使用し、それに見合った大電圧をかけられる電源を用いればそれも可能であるが、銅線の電流容量や電源の条件にも限りがあるので高磁束密度領域の測定は容易ではない。そのため、ダイナミック積分型 E&S モデルを用いた高磁束密度下での磁界解析のためのデータベースは十分とは言えない。故にダイナミック積分型 E&S モデルの有用性は現段階で 1.6T 以下の領域に限って確認されており、高磁束密度領域においてはまだ確認されていない。

実際の電磁応用機器では高い磁束レベルのものが存在するが、ダイナミック積分型 E&S モデルを適応できない状態にある。それは高磁束密度が測定できる2次元ベクトル磁気特性装置が無かったということでもある。そこで著者らは高磁束密度領域を容易に測定でき

る2次元ベクトル磁気特性装置を開発し、測定を行った。さらに三相三脚変圧器のモデルコアを用いて、測定結果とダイナミック積分型 E&S モデルが再現する磁界強度波形を比較することで、高磁束密度領域でのダイナミック積分型 E&S モデルの適用可能性と問題点を明らかにした。

2 2次元ベクトル磁気特性

2.1 2次元ベクトル磁気特性測定装置

Fig. 1に2次元ベクトル磁気特性測定装置を示す。2次元ベクトル磁気特性測定装置は中心部に置かれた試料に対し任意の磁束波形で励磁し磁気特性を測定する[4,5]。磁束密度 B は x , y 方向の B コイルにより検出され、磁界強度 H は x 方向, y 方向に十字に巻かれた H コイル (ダブル H コイル) によって測定される。励磁コイルにおいてもそれぞれ x 方向, y 方向の2方向から励磁できるように設置されている。積層ヨークを使うことによって磁束の漏れを防ぎ渦電流の発生を少なくしている。この測定装置を用いて磁束密度を正弦波に制御し、任意の条件下でデータベースを作成する。

本研究では高磁束密度領域が測定できるように2次元ベクトル磁気特性測定装置の改良を行った。Table 1にその変更点を示す。高磁束密度に対応するため、磁路を形成するヨークの厚みを従来の25mmから30mmに変更した。ヨーク厚みを厚くすることで、ヨーク自体の磁気飽和による磁気抵抗の増加を抑えるとともにヨークに発生する熱を抑えることが可能となった。また、電磁鋼板を高磁束密度領域まで励磁するため、励磁コイルに大きな電流を流す必要がある。そこで、励磁コイルの銅線を丸型から占積率の高い正方形断面にし、励磁コイルの巻数は変えずにコイルの断面積を大きくした。これにより、

連絡先: 佐藤 尊, 〒870-1192 大分市旦野原 700 番地,
大分大学大学院工学研究科, 物質生産工学専攻
e-mail: v08f1003@mail.cc.oita-u.ac.jp

^{*1} 大分大学

巻線のターン数を変えずに大電流に耐えうる励磁コイルとなった。また、励磁巻線のインピーダンスを変更し、電圧と電流が調整できるように従来の直列配線から分割コイルを用いた並列配線に変更した。並列配線は Fig. 2 のように平角銅線を同一ターンに複数層巻いた型巻コイルを用い、低磁束密度条件の測定では、8 つの型巻コイルを直列接続し、高磁束密度条件での測定では Fig. 3 に示すように奇数番コイルと偶数番コイルを並列回路にした。この型巻き励磁コイルはどのコイルも巻数と層数を同数にし、ほぼ同じインピーダンスとなるようにした。偶数番と奇数番の組の励磁コイル間でインピーダンスが異なると片方の励磁コイルに偏った電流が流れ、電磁鋼板中の磁束密度の制御が困難になるのを極力避けるためである。

また、励磁コイルを並列回路にすることで励磁コイルとパワーアンプのマッチングを調整することが可能となった。これまで励磁コイルの配線に使われてきた直列配線では励磁コイルの巻数が多いためインピーダンスが高くなり、電流が流れにくく、電磁鋼板中の磁束密度を制御するための目標励磁電圧が高磁束密度条件では大変大きな値となっていた。目標励磁電圧の値によっては、現存するパワーアンプの容量を越えてしまうことになる。励磁コイルのインピーダンスを減らすには励磁コイルの巻数を減らすことも考えられるが、そうすると励磁磁界強度は電流値と巻数で決まるため、巻数不足となって結果的に目標励磁電圧の値は上昇してしまい、パワーアンプの容量不足の解消とはならない。しかしながら、並列接続へ結線を切替えることにより、同じ巻数で励磁コイルのインピーダンスを減らすことができ、パワーアンプの電圧容量を超えることはなくなった。

2.2 2次元ベクトル磁気特性測定の測定条件

Fig. 4 に示すように測定条件は3つのパラメータにより決定される。圧延方向と最大磁束密度方向との角度を θ_B 、最大磁束密度の大きさを B_{max} 、最大磁束密度と最小磁束密度の比を軸比 α とする。この3つのパラメータに任意の値を設定することで様々な条件の回転磁束密度や交番磁束密度を表現できる。軸比 $\alpha = 0$ とすると交番磁束となる。

3 ダイナミック積分型 E&S モデル

3.1 積分型 E&S モデル

本モデルは磁束密度波形に磁気抵抗係数 (v_{xr} , v_{yr}) を乗じたものと、磁束密度波形の積分波形に磁気ヒステリシス係数 (v_{xi} , v_{yi}) を考慮することで磁界強度波形を求める手法である[1]。ここで使用する磁気抵抗係数および磁気ヒステリシス係数は2次元ベクトル磁気特性測定装置で測定された各磁束条件下の正

Table 1 Improvement point of two-dimensional vector magnetic properties apparatus.

Thickness of yoke (mm)	25	30
Shape of cross section of wire	Circle	Rectangle
Coil connection	Series	Parallel

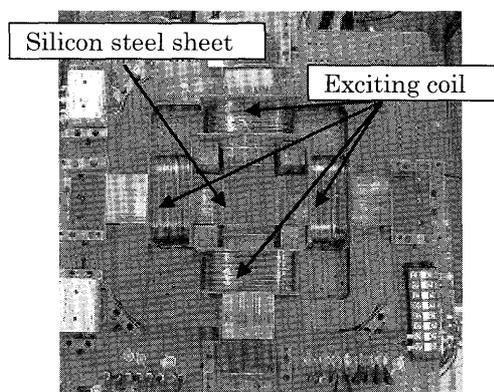


Fig. 1 Two-dimensional magnetic measurement apparatus.

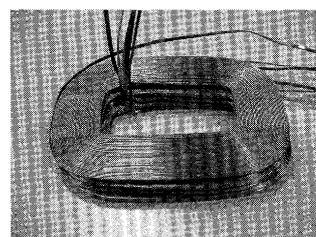


Fig. 2 Divided exciting coil.

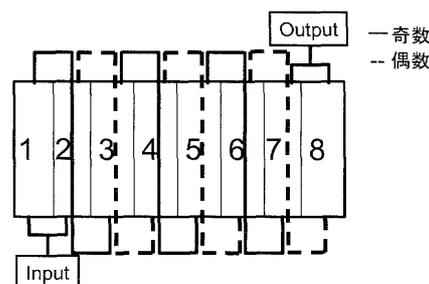
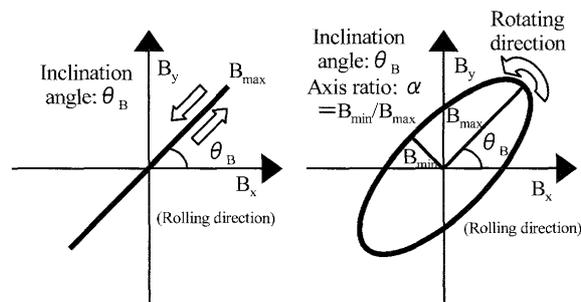


Fig. 3 Coil connection.



(a) Alternating flux condition (b) Rotating flux condition

Fig. 4 Representation of alternating and rotating flux.

弦波磁束密度波形と磁界強度波形をもとにして求める。しかし、磁束密度波形の歪みには対応しておらず準定常解析モデルと呼ぶ。ここで、 f_0 は測定データの磁束密度の基本周波数を示す。

$$H_x(\tau) = v_{xr}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, f_0, \tau) B_x(\tau) + v_{xi}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, f_0, \tau) \int B_x(\tau) d\tau \quad (1)$$

$$H_y(\tau) = v_{yr}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, f_0, \tau) B_y(\tau) + v_{yi}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, f_0, \tau) \int B_y(\tau) d\tau \quad (2)$$

3.2 ダイナミック積分型 E&S モデル

著者らは磁束高調波の時間変化に応じた渦電流の影響を考慮したダイナミック積分型モデルを開発した。本モデルを用いるとさらに正確な 2 次元ベクトル磁気特性を考慮した磁界解析が可能である。式 (3), (4) は渦電流により生じた磁界強度波形の推定式であり [1], Fig. 5 にその導出の概念図を示す。電磁鋼板中の磁束密度変化により渦電流が発生する様子を表しており、その渦電流ベクトル J_{ey} , J_{ez} により磁界強度 H_{ex} が形成される。 σ は電磁鋼板の導電率、 d は電磁鋼板の厚み、 w_x 及び w_y はそれぞれ x 方向、 y 方向の長さを表している。また、 D は表皮効果を考慮した実効厚みで、渦電流は通常、表皮効果が起こると電磁鋼板の断面では表面から中心部に向かい指数関数的に減少していくが、ダイナミック積分型 E&S モデルではその現象の簡略化のため、指数関数的変化を線形変化で近似している。

$$H_{ex} = \frac{\sigma \pi f d^2}{6} \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \sum_{n=1}^N B_{nx} \left(\tau + \frac{\gamma_x}{n} \right) \right\} \quad (3)$$

$$H_{ey} = \frac{\sigma \pi f d^2}{6} \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \sum_{n=1}^N B_{ny} \left(\tau + \frac{\gamma_y}{n} \right) \right\} \quad (4)$$

$$H_x(\tau) = v_{xr}(B_{1\max}, \theta_B, \alpha, f_0, \tau) B_{1x}(\tau) + v_{xi}(B_{1\max}, \theta_B, \alpha, f_0, \tau) \int B_{1x}(\tau) d\tau + \frac{\pi(f-f_0)\sigma d^2}{6} \frac{\partial}{\partial \tau} B_{1x}(\tau + \gamma_x) + \frac{\sigma \pi f d^2}{6} \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \sum_{n=2}^N B_{nx} \left(\tau + \frac{\gamma_x}{n} \right) \right\} \quad (5)$$

$$H_y(\tau) = v_{yr}(B_{1\max}, \theta_B, \alpha, f_0, \tau) B_{1y}(\tau) + v_{yi}(B_{1\max}, \theta_B, \alpha, f_0, \tau) \int B_{1y}(\tau) d\tau + \frac{\pi(f-f_0)\sigma d^2}{6} \frac{\partial}{\partial \tau} B_{1y}(\tau + \gamma_y) + \frac{\sigma \pi f d^2}{6} \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \sum_{n=2}^N B_{ny} \left(\tau + \frac{\gamma_y}{n} \right) \right\} \quad (6)$$

式 (1), (2) と式 (3), (4) で構成するモデル式 (5), (6) がダイナミック積分型 E&S モデルである。 f_0 は 2 次元ベクトル磁気特性データの磁束密度の基本波の周波数を表し、 f は推定する磁界強度の未知の周波数を表す。ダイナミック積分型 E&S モデルではデータベースの周波数 f_0 の磁気特性データから任意の周波数 f の磁界強度を推定できる。 π は円周率である。また、 $B_{n\max}$ は最大磁束密度波形の n 次高調波成分を、 B_{nx} 及び B_{ny} は磁束密度波形の n 次高調波成分を表す。 γ_x , γ_y は磁束密度波形と磁界強度波形の位相差を表すパラメータである [3]。

3.3 最大磁束密度条件の取り扱い

ダイナミック積分型 E&S モデルでは従来の積分型 E&S モデルと最大磁束密度の取り扱いが異なる。Fig. 6 に解析時のパラメータの決定方法を示す。ダイナミック積分型 E&S モデルでは歪磁束密度を取り扱うため最大磁束密度の定義を変更した。従来の積分型 E&S モデルの場合、磁束密度の大きさを表すパラメータである B_{\max} は基本波の $B_{1\max}$ としているが、ダイナミック積分型 E&S モデルでは B_{\max} は歪磁束密度波形の最大値 B_{m_ham} としている。

歪磁束密度条件下ではパラメータ B_{\max} の値は基本波成分の最大磁束密度 $B_{1\max}$ ではなく歪磁束密度波形の最大磁束密度 B_{m_ham} の影響を強く受ける。台形波のように波形が平らな場合、その基本波成分で磁気特性を表現しようとする、波高値付近の磁気特性が実際の磁束密度レベルより高い領域で評価されるため、磁気抵抗が過大評価される傾向がある。逆に波形が尖った場合、磁気抵抗が過小評価される傾向がある。これは、磁束密度が低く磁気抵抗がほぼ一定な線形領域では問題にならないが、磁束密度が高くなり非線形性が強くなると影響が強くなる。この問題を解決するため、ダイナミック積分型 E&S モデルでは B_{m_ham} を用いている。

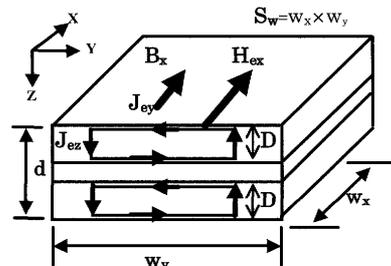


Fig.5 Relationship among the flux density, eddy current density, and magnetic field strength vector.

また、鉄損は以下の式で求めることができる。

$$P = \frac{1}{\rho T} \int_0^T \left(H_x \frac{dB_x}{dt} + H_y \frac{dB_y}{dt} \right) dt \quad (7)$$

ρ は材料の密度、 T は周期である。

4 高磁束密度条件下におけるダイナミック積分型 E&S モデルの検証

4.1 検証方法

高磁束密度条件下でのダイナミック積分型 E&S モデルの検証のため実際に Fig. 7 に示すようにモデルコアに生じた磁束密度波形を測定し、その波形を2次元ベクトル磁気特性測定装置で磁気特性を再現したものとダイナミック積分型 E&S モデルで表現したものを比較した。Fig. 8 に今回用いた三相三脚変圧器モデルコアを示す。磁気特性の測定方法には探針法の測定原理を用いた探針センサ(V-H sensor)を用いた[6]。Fig. 9 は探針センサの写真である。本センサでは x 方向と y 方向の2組の探針が角度 90° をもって配置しているのでベクトル量で磁気特性を測定できる。また、V-H センサ中央には十字に巻かれたHコイルが設置してあり、 x 方向と y 方向の磁界強度を測定することができる。励磁条件は三相励磁とし測定点の磁束が 1.7T 程度となるようにした。Fig. 8 に示す三相三脚変圧器モデルコアの高磁束密度領域となる3点 A, B, C 点の磁束密度並びに磁界強度波形を V-H センサで測定した。この測定結果より求めたパラメータを用いて、ダイナミック積分型 E&S モデルで再現した。低磁束密度領域では既に検証されているので、高磁束密度領域で歪磁束密度である点を検証に用いている。また検証に使った磁性材料は無方向性電磁鋼板 50A1300 である。

4.2 検証結果

Fig. 10 に三相三脚変圧器モデルコアの A, B, C 点の歪磁束密度波形を示す。Table 2 に A, B, C 点の歪磁束密度波形条件と磁束密度波形の基本波、第3、第5高調波成分の最大値を示す。まず、A 点の波形について述べる。高磁束密度領域の判断は Fig. 4 で示した最大磁束密度を表すパラメータである B_{max} が 1.7T 以上であることとした。磁束密度波形は x 方向、 y 方向ともに歪んでいるが、磁化困難方向の y 方向が正弦波に比べ特に歪んでいる。Fig. 11 は x 方向、 y 方向の磁界強度波形である。図中で Calculated (DES) と表記されているのがダイナミック積分型 E&S モデルの解析結果であり、Measured がることがわかる。この誤差が鉄損値にどの程度の影響を与えているのかを Table 3 に示す。 y 方向のヒステリシスループは x 方向のものとは比べて小さいため、その全体の鉄損値に与える影響は小さくなる。

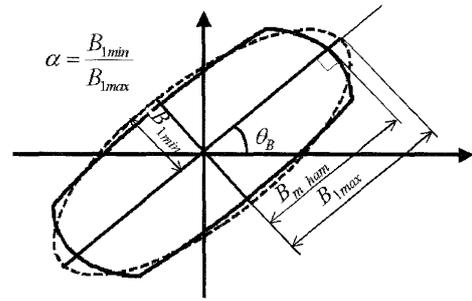


Fig.6 Definition of the flux condition in the integral-type dynamic E&S modeling.

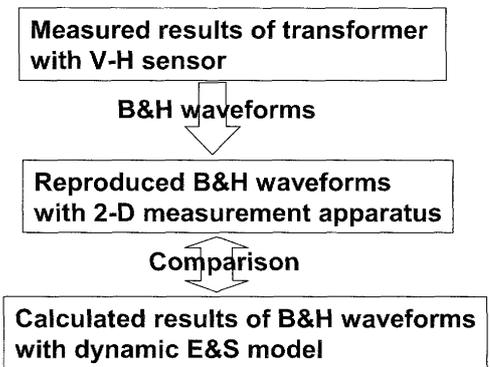


Fig.7 Verification method.

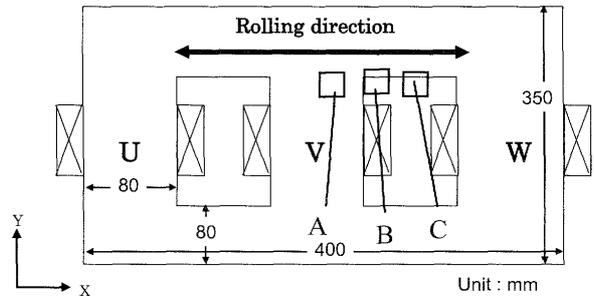


Fig.8 Transformer model core.

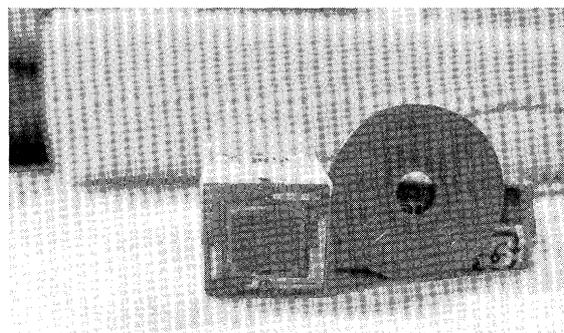


Fig.9 V-H sensor.

Table 2 Measured waveform conditions.

Waveform	A	B	C
$B_{m\text{ham}}$ (T)	1.68	1.71	1.76
Axis ratio α	0.06	0.13	0.16
Inclination angle θ_B (deg)	4.1	1.9	178
$B_{1\text{max}}$	1.69	1.83	1.84
$B_{3\text{max}}$	0.07	0.20	0.18
$B_{5\text{max}}$	0.09	0.18	0.14

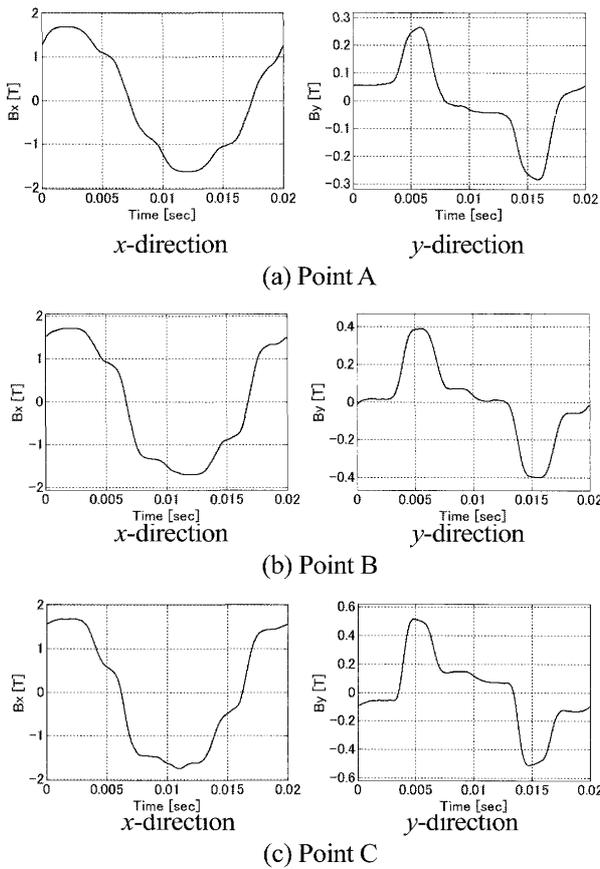
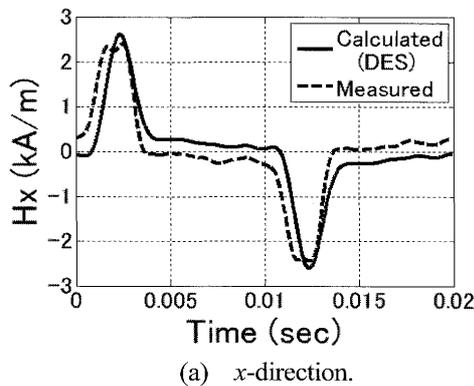
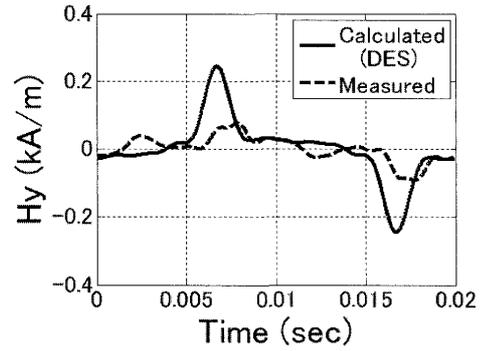


Fig.10 Distorted magnetic flux density at the point A, B, C.

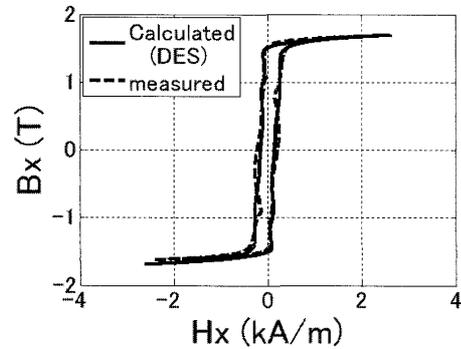


(a) x-direction.

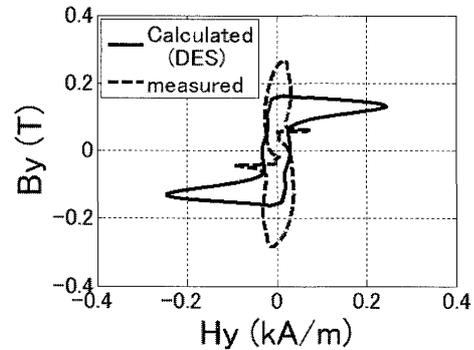


(b) y-direction

Fig.11 Magnetic field strength waveforms.



(a) H_x - B_x loop



(b) H_y - B_y loop

Fig.12 Hysteresis loops in each direction.

Table 3 Iron losses at the measured points.

Waveform	A	B	C
Measured (W/kg)	7.66	10.81	11.34
Calculated (DES) (W/kg)	7.17	12.69	15.88
Error (%)	6.76	14.81	28.59
Distortion ratio (%)	0.41	6.84	4.55

Table 3 に示すように B 点と C 点の鉄損誤差が A 点に比べて大きな値となっていることが分かる。これは B 点と C 点の磁束波形の歪率と磁束密度が A 点に比べて大きいということから説明できる。しかしながら、B 点と C 点を比べると歪率の大きさでは B 点の方が大きいですが、ダイナミック積分型 E&S モデルと測定結果の鉄損誤差は C 点の方が大きくなっている。Table 2 で示したように B 点より C 点のほうが、最大磁束密度は大きくなっている。B 点と C 点では最大磁束密度は 0.05T 程度しか差はないが、B 点と C 点はともに高磁束密度領域にあり、高磁束密度領域では磁束密度の僅かな増加でも磁界強度は大幅に上昇する。B 点と C 点では 0.05T 程度しか差はないが磁界強度の大きさは大きく違っているため、その差が鉄損の誤差に影響していると考えられる。ダイナミック積分型 E&S モデルは高磁束密度領域の中でもより最大磁束密度が大きくなると鉄損を正確に算出できなくなるといえる。

ここで歪率に関して述べると、ダイナミック積分型 E&S モデルはその磁束密度波形が歪んだ場合にも対応できるように提案されたモデルではあるが、渦電流の作る磁界強度の推定式や高調波成分の位相近似の適用範囲を超えると大きな誤差を生じる。Fig. 6 に示した歪磁束密度波形から 2 次元ベクトル磁気特性に当てはめるための 3 つのパラメータの決定方法を考察する。Table 2 に従来の積分型 E&S モデルのパラメータの値を示している。Fig. 13 は A 点の磁束密度リサージュであり、破線で示すのはその波形から算出した磁束密度の基本波である。楕円の長軸の角度が異なっていることが分かる。ダイナミック積分型 E&S モデルは Fig. 6 のように長軸角度が歪磁束密度とその基本波成分とで同じものを前提としている。奇数次高調波の影響が大きくなり、磁束密度波形が大きく歪むとこの現象が生じる。長軸の角度がずれることにより、2 次元ベクトル磁気特性で定義される磁束密度条件を表す 3 つのパラメータ $B_{m, \text{ham}}$, α , θ_B を正確に処理できなくなる。従って、異なる条件のデータを当てはめて計算していることになり、このため Table 3 に示すように鉄損の誤差が大きくなっているといえる。また、歪磁束波形の場合、軸比を表すパラメータである α が大きくなるほど磁束密度波形の長軸の角度のずれが大きくなる。

本検証で用いた三相三脚変圧器モデルコアでは高磁束密度領域の軸比 α の値は小さく、最大で軸比 α が 0.23 であった。高磁束密度領域となる箇所は A, B, C 点のような磁路が短くなるモデルコア窓側で磁束が圧延方向に沿って流れている部分であった。軸比 α の値が大きくなると、傾き角 θ_B の誤差が増大するので、鉄損の計算値の誤差も大きくなると考えられる。

もっと細かく見ていくと、Fig. 11 で示した磁界強度

波形では測定結果のピーク値が奇数次高調波の影響でつぶれているが、ダイナミック積分型 E&S モデルで表現されたものはつぶれが見られない。それはダイナミック積分型 E&S モデルは磁束高調波成分の時間変化による渦電流の作る磁界の推定式 ((5), (6) 式の第三項, 第四項) が線形近似であることが原因である。高磁束密度領域では非線形領域となるので、この領域では近似誤差が発生する。Table 4 に A 点での磁界強度の測定波形を周波数分析して得られた第三次高調波成分と第五次高調波成分の振幅とダイナミック積分型 E&S モデルより導出した第三次高調波成分と第五次高調波成分の振幅を示す。ダイナミック積分型 E&S モデルの磁界強度の高調波成分は測定値よりかなり小さくなっている。このことから Fig. 11 で示したダイナミック積分型 E&S モデルの磁界強度波形と測定結果の相違は奇数次の高調波成分の近似誤差によるものと考えられることができる。

Table 4 Maximum magnetic field strength of higher harmonic components in x-direction

	Measure (A/m)	DES (A/m)
$H_{x3\text{max}}$	754.0	9.9
$H_{x5\text{max}}$	521.7	21.5

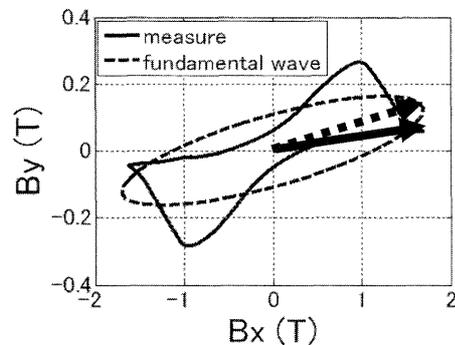


Fig.13 B_x - B_y loop.

5 まとめ

本論文では、これまで検証できなかった 1.6T を超える高磁束密度条件下におけるダイナミック積分型 E&S モデルの適用可能性と精度を検証した。高磁束密度条件下では歪磁束密度波形の形状によっては鉄損計算値に大きな誤差が生じることが分かった。その傾向として、ダイナミック積分型 E&S モデルで近似計算した鉄損は、測定値よりも大きくなり、過大評価となる。この原因として、楕円磁束密度条件の長軸の角度を正確に処理できないことにより、不適切な磁束密度条件の測定データを引用してしまうことが挙げられる。ま

た、ダイナミック積分型 E&S モデルは磁束高調波の時間変化に応じた渦電流のつくる磁界強度の推定式((5),

(6) 式の第三項, 第四項) が線形近似であり非線形的な変化に対応できないことが挙げられる。

本検証で用いた三相変圧器モデルで高磁束密度となる箇所は, 検討した A, B, C 点のように磁路が短くなる窓側で, 磁束が圧延方向に沿って流れている部分であり, 軸比 α の値は小さかったが, 軸比 α の値が大きくなる回転機鉄心内部などでは, 鉄損計算値の誤差はより大きくなると考えられる。磁束波形歪みが大きくなると, 磁束密度条件を表す3つのパラメータ B_{m_ham} , α , θ_B を正確に処理できなくなる点の改善が今後の課題である。

(2008年5月21日受付, 2009年1月14日再受付,
2009年5月28日再々受付)

参考文献

- [1] 浦田信也, 戸高孝, 榎園正人, 下地広泰, 歪磁束密度下のダイナミック積分型 E&S モデルを考慮した磁界解析, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-05-106, pp.17-22, 2005.
- [2] 浦田信也, 戸高孝, 榎園正人, 下地広泰, 歪磁束密度条件下における磁界強度波形の推定, 電気学会論文誌 A, Vol.126, No.3, pp.126-134, 2006.
- [3] 浦田信也, 戸高孝, 榎園正人, 下地広泰, 歪磁束密度条件下の2次元ベクトル磁気特性のモデリング, 日本AEM学会誌, Vol.13, No.4, pp.298-303, 2005.
- [4] 榎園正人, 藤原耕二, 柳瀬俊次, 2次元ベクトル磁気特性, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-04-224, pp.27-31, 2004.
- [5] 榎園正人, 2次元ベクトル磁気特性, 日本応用磁気学会誌, Vol.27, No.2, pp.50-58, 2003.
- [6] 千田邦浩, 石田昌義, 佐藤圭司, 小松原道郎, 山口俊尚, 探針法による方向性電磁鋼板の局所磁気測定, 電気学会論文誌 A, Vol.117, No.9, pp.942-949, 1997.