

川崎製鉄技報

KAWASAKI STEEL GIHO

Vol.33 (2001) No.3

数値解析・形鋼特集号

電磁鋼板の磁気特性改善と電気機器への最適適用における解析技術の応用

Analysis Technology Used in Development of High-Efficiency Electrical Steels and Their Optimized Application to Electrical Apparatuses

定廣 健一 (Sadahiro, K.) 志賀 信勇 (Shiga, N.) 石田 昌義 (Ishida, M.)

要旨：

電磁鋼板の潜在的な特性を最大限活用するため、川崎製鉄では、材料の実験的評価に加え、モデルに基づく理論的解析、コンピュータによる数値解析など、種々の解析方法を利用している。方向性電磁鋼板上に形成した線状溝による磁区細分化効果、ならびに方向性電磁鋼板内に存在する結晶粒の局所的な鉄損分布への影響に関するモデル解析により、電磁鋼板の高機能化に有益な多くの知見を得た。また、鉄心材料特性とモータ特性の関係を定量化し、材料特性と駆動条件からモータにおけるエネルギー損失を推定できるモデルを構築した。またトランス鉄心についても、積分要素法を用いた磁界解析により回転磁束と磁束波形歪みの効果を再現し、トランスのビルディングファクタへの影響を明らかにした。これらの結果は電磁鋼板の開発および応用機器への最適適用において重要な知見をもたらすと考えられる。

Synopsis：

In order to make full use of electrical steel sheets, Kawasaki Steel has developed various analysis methods, including model-based theoretical analyses, computerized numerical analyses, as well as experimental evaluation. Model analysis over the domain refining effect on grain-oriented electrical steel sheets and the local distribution of iron loss due to the influence of finite crystal grain size have brought about useful insights for the improvements of electrical steel sheets. Furthermore, for the prediction of motor energy loss a model has been established, wherein material properties and motor-driving conditions are taken into consideration. For transformer cores, the rotating magnetic flux and the waveform distortion were reproduced for the prediction of building factor, based on a magnetic field analysis called integral element method. These analytical techniques will lead to further advancements of electrical steel sheets and their optimized applications.

本文は次のページから閲覧できます。

電磁鋼板の磁気特性改善と電気機器への最最適用における解析技術の応用*

川崎製鉄技報
33 (2001) 3, 103-111

Analysis Technology Used in Development of High-Efficiency Electrical Steels and Their Optimized Application to Electrical Apparatuses



定廣 健一
Kenichi Sadahiro
技術研究所 電磁鋼板
研究部門 主任研究員
(主席掛長)



志賀 信男
Nobuo Shiga
技術研究所 電磁鋼板
研究部門 主任研究員
(主席掛長)



石田 昌義
Masayoshi Ishida
技術研究所 電磁鋼板
研究部門 主任研究員
(課長)・理博

要旨

電磁鋼板の潜在的な特性を最大限活用するため、川崎製鉄では、材料の実験的評価に加え、モデルに基づく理論的解析、コンピュータによる数値解析など、種々の解析方法を利用している。方向性電磁鋼板上に形成した線状溝による磁区細分化効果、ならびに方向性電磁鋼板内に存在する結晶粒の局所的な鉄損分布への影響に関するモデル解析により、電磁鋼板の高機能化に有益な多くの知見を得た。また、鉄心材料特性とモータ特性の関係を定量化し、材料特性と駆動条件からモータにおけるエネルギー損失を推定できるモデルを構築した。またトランス鉄心についても、積分要素法を用いた磁界解析により回転磁束と磁束波形歪みの効果を再現し、トランスのビルディングファクタへの影響を明らかにした。これらの結果は電磁鋼板の開発および応用機器への最適適用において重要な知見をもたらすと考えられる。

Synopsis:

In order to make full use of electrical steel sheets, Kawasaki Steel has developed various analysis methods, including model-based theoretical analyses, computerized numerical analyses, as well as experimental evaluation. Model analysis over the domain refining effect on grain-oriented electrical steel sheets and the local distribution of iron loss due to the influence of finite crystal grain size have brought about useful insights for the improvements of electrical steel sheets. Furthermore, for the prediction of motor energy loss a model has been established, wherein material properties and motor-driving conditions are taken into consideration. For transformer cores, the rotating magnetic flux and the waveform distortion were reproduced for the prediction of building factor, based on a magnetic field analysis called integral element method. These analytical techniques will lead to further advancements of electrical steel sheets and their optimized applications.

1 はじめに

電磁鋼板は、磁化容易方向が一方向に配向した方向性電磁鋼板と、鋼板面内でランダムに配向した無方向性電磁鋼板に分類できる。方向性電磁鋼板は主として各種の変圧器、リアクトルなど静止器の鉄心材料に、無方向性電磁鋼板は発電機、モータなど回転機の鉄心材料として用いられ、いずれも今日の高度電化社会を支える重要な磁性材料である。

近年、これら電磁鋼板を応用した各種の電気機器に対しては、機器性能のさらなる高度化とともに、省エネルギー・省資源、地球環

境保全、さらに電磁環境適合性などの社会的適合性からの要求が高まっている。鉄心材料である電磁鋼板に対してもこれらの目的に適った特性の向上が強く求められており、これらに対応する開発努力の結果、近年では従来にもまして大きな進歩を見せている。電気機器の高性能化のためには、材料技術、エレクトロニクス、シミュレーション技術など各分野が手を携えて、応用機器の必要性能に適合した鉄心材料の選択と材料設計、材料利用のための最適設計などの材料利用技術の発展を図ることが特に重要になると考えられる。

電気機器の鉄心を構成する電磁鋼板の特性を推定するためには、従来磁界解析によるシミュレーションが行われてきたが、次に示すような数多くの問題点も依然として残されている。まず電磁鋼板固有の問題点としては、次のような項目が挙げられる。

(1) 電磁鋼板は多くの場合積層して使用され、幾何学的配置に起

* 平成13年5月29日原稿受付

因する非常に大きい形状異方性を呈する。

- (2) 結晶粒の方位が等方的でなく一方向性あるいは面内無方向性など特定の集合組織を形成する。
- (3) 結晶粒のサイズが鉄心の大きさに比べても無視できない。
- (4) 強磁性体であるため大きなヒステリシスを示し、それに起因するヒステリシス損の計算が容易でない。

また、鉄心が励磁される際の磁界強度あるいは磁束密度の時間波形は単純な正弦波ではなく、特に近年はPWM などによる高次高調波を含む極めて複雑なパルス励磁が行われるとともに、その空間分布が3次元的で複雑である。しかもそれらの実測は極めて困難であるため、非正弦波励磁による鉄損測定の結果も各研究機関により一致を見ず、さらに高度の研究の基礎となる測定データベースの整備が求められているという状況にある。このような事情により、今日まで多くの精力的な研究がなされているにもかかわらず、正確な数値的解析はいまだ発展途上の状況にあるといわざるをえない。

このような状況を考慮して、当社においても電磁鋼板の磁気応用分野においては種々の解析方法を組み合わせることにより電磁鋼板の最適適用を追求する方法をとっている。本稿では、電磁鋼板の高特性化を目的とした磁気特性の解析的研究の例として、方向性電磁鋼板上に形成した線状溝による磁区細分化の効果に関する理論的および数値的解析、少数の結晶粒を有する方向性電磁鋼板の局所磁束密度分布に関する解析を、また電磁鋼板応用機器における材料最適適用研究の例として、モータ鉄心材料と機器特性のモデリングによる鉄心材料の最適適用解析、モデル変圧器鉄心の磁束波形解析による材料最適化について、以下の各章に述べる。

2 電磁鋼板磁気特性の解析的研究

2.1 方向性電磁鋼板に形成した線状溝による磁区細分化効果の解析

方向性電磁鋼板における磁壁運動による異常渦電流損の低減を目的として磁区細分化技術に関する多くの研究開発が行われている。この磁区細分化の方法のうち、レーザー光照射¹⁾、プラズマジェット照射²⁾ など、非耐熱型に分類される方法は、局所歪によって発生する張力効果のほか、90° 磁壁上に生じる自由磁極による静磁エネルギーの磁区細分化効果を利用する。一方、耐熱型に分類される突起ロール圧刻³⁾、エッチング⁴⁾ などによる方法では、鋼板表面の溝の側壁部に生じる自由磁極を利用する。

このような磁区細分化技術においては、線状溝などの近辺に発生する自由磁極密度を高めることが本質的に重要である。本節では、局所的な歪が存在せず、自由磁極密度分布の影響がより直接的に現われると考えられるエッチング法による溝を対象として、溝形状が磁区幅に及ぼす影響をモデル解析する^{5,6)}。

2.1.1 磁区細分化機構のモデル

Fig. 1 に示すように、圧延方向に磁化容易軸を有する鋼板の表面に、断面が矩形的の線状の溝を圧延方向を横切る方向に形成した場合を考える。磁区構造としては、圧延方向に平行で、板面に垂直な180° 磁壁モデルを仮定する。

線状溝を横切る磁束の流れは、溝により遮断され、溝の側壁部に自由磁極が生じる。このような自由磁極は漏洩磁界や反磁界を生じさせるとともに、静磁エネルギーを発生させることとなる。

磁区の幅は、Fig. 2 に示すように、この静磁エネルギーと、磁壁エネルギーのバランスによって決定される。線状溝の形成により発生する静磁エネルギーは、磁区幅が狭いほど多重極効果によって減

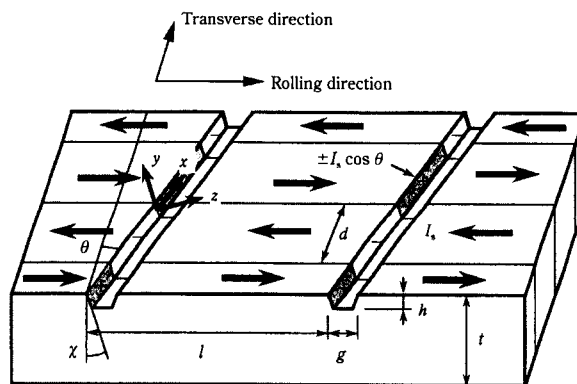


Fig. 1 Model of 180° domain walls occurring in a grooved grain-oriented electrical steel sheet used for the present analysis

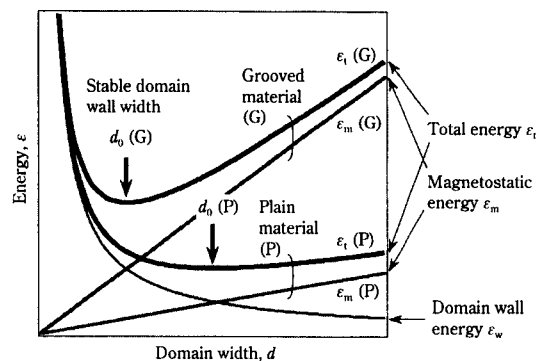


Fig. 2 Schematic dependence of magnetostatic and domain-wall energies on domain width for plain and grooved sheet materials

少する。一方、全磁壁エネルギーは磁壁の数密度に比例するため、磁区幅の増加とともに減少する。両者の和としての全エネルギーは磁区幅に対して最小値をとり、安定な磁区幅が決定される。溝のないブレン材においても、鋼板表面などに発生する磁極により静磁エネルギーは発生するが、線状溝を形成した場合には、静磁エネルギーはブレン材の場合に比べてはるかに大きい。その結果、Fig. 2 に示すように安定磁区幅の値は溝の形成によって格段に減少する。

2.1.2 単独の溝側壁モデルによる解析

溝幅 g が磁区幅 d に比べて十分広い場合には、溝の両側の側壁間の磁氣的結合は無視でき、高さ h の単独の側壁に発生する磁極の静磁エネルギーの単純和に還元できると考えてよい。本項では、 $\theta = \chi = 0$ (ここで、 θ は線状溝の延びる方向が圧延直角方向となす角度、 χ は溝側壁が板面鉛直方向から傾く角度) とした簡略モデルを扱う。

飽和磁化を I_s とすれば、溝側壁に発生する磁極の面密度 ρ_m は $\pm I_s$ となり、この磁極による磁気ポテンシャル $\phi(\mathbf{r})$ は Poisson 方程式

$$\Delta \phi(\mathbf{r}) = -\frac{\rho_m(\mathbf{r})}{\mu_0} \quad \dots \dots \dots (1)$$

を満たす。ここで μ_0 は真空の透磁率である。溝の側壁面における境界条件は、Gauss の法則より

$$2 \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=0} = \pm \frac{I_s}{\mu_0} \quad \dots \dots \dots (2)$$

で与えられる。ここで溝側壁面を $z=0$ とした (Fig. 1 の座標系参照)。 $\phi(\mathbf{r})$ をフーリエ展開して (1)、(2) 式から展開係数を求めると、解

$$\phi(x) = \frac{4I_s}{\pi^2\mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \int_0^x d\xi \frac{\sin(\xi h/2)}{\xi \sqrt{(n\pi/d)^2 + \xi^2}} \times \sin(n\pi x/d) \cos(\xi y) \exp(-\sqrt{(n\pi/d)^2 + \xi^2}|z|) \dots (3)$$

を得る。ここで ξ は波数の次元をもつ展開パラメータである。溝の単位長さ当りの磁極による静磁エネルギー ε_m は、

$$\varepsilon_m = \frac{1}{2} \int \rho_m(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}) d^3v \dots (4)$$

$$= \frac{2I_s^2 h^2}{\pi^2 \mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \int_0^{\infty} d\kappa \frac{\sin^2 \kappa}{\kappa^2 \sqrt{\kappa^2 + (n\pi h/2d)^2}} \dots (5)$$

$$= \begin{cases} \ln(d/h) \frac{I_s^2 h^2}{4\pi\mu_0} & (h \ll d) \\ 0.853 \frac{I_s^2 h d}{4\pi\mu_0} & (h \gg d) \end{cases} \dots (6)$$

で与えられる。ここで無次元変数 $\kappa = \xi h/2$ を用いた。(6)式は、厳密解(5)式の $h \ll d$ および $h \gg d$ における近似式である。

次に溝単位長さ当りの磁壁エネルギー ε_w

$$\varepsilon_w = \gamma t l / d \dots (7)$$

を導入する(ここで γ は磁壁の単位面積当りのエネルギー、 t は板厚、 l は溝形成のピッチである。)

(6)、(7)式による全エネルギー ε_t

$$\varepsilon_t = 2\varepsilon_m + \varepsilon_w \dots (8)$$

が最小となる条件から安定な磁区幅 d_0 を求めると、

$$d_0 = \begin{cases} \frac{2\pi\mu_0\gamma t l}{I_s^2 h^2 \cos \theta} & (h \ll d_0) \\ \sqrt{\frac{2\pi\mu_0\gamma t l}{0.853 I_s^2 h}} & (h \gg d_0) \end{cases} \dots (9)$$

を得る。ここでは線状溝の方位角 θ に対する依存性を示した。 $h \gg d_0$ の場合の近似式は Kittel による計算結果⁷⁾に帰着する。

以上の解析から、溝形状に関しては、溝深さ h が大きく、溝ピッチ l が小さく、溝方位角 θ が小さいほど磁区幅が小さくなるという知見が得られる。

2.1.3 溝の両側壁に発生する磁極間の磁気的結合の効果

前節のモデルでは側壁間の磁気的結合は無視したが、ここでは磁気的結合を考慮するとともに、磁区内部の磁極の発生も考慮して一般化する。溝からの距離に対して指数関数的に磁極密度が減少すると仮定すれば、溝両側の磁極による静磁エネルギーは

$$\varepsilon_m = \frac{2I_s^2 h^2}{\pi^2 \mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa \frac{\sin^2 \kappa}{\kappa^2 \sqrt{\kappa^2 + n^2 \pi^2 / \alpha^2}} \times \frac{1 + \gamma \sqrt{\kappa^2 + n^2 \pi^2 / \alpha^2} - \exp(-\beta \sqrt{\kappa^2 + n^2 \pi^2 / \alpha^2})}{\{1 + \gamma \sqrt{\kappa^2 + n^2 \pi^2 / \alpha^2}\}^2} \dots (10)$$

で与えられる。ここで、 α 、 β 、 γ はそれぞれ溝深さ h に対する磁区幅 d 、溝幅 g 、磁区内部の磁極発生部分の深さ δ の比

$$\alpha = 2d/h, \beta = 2g/h, \gamma = 2\delta/h \dots (11)$$

である。(10)式の被積分関数の第2因子が補正因子であり、 $\beta/\alpha = g/d \rightarrow \infty$ 、 $\gamma = 2\delta/h \rightarrow 0$ の場合(10)式は(5)式に帰着する。 δ の影響については次項2.1.4に譲り、ここでは $\gamma = \delta = 0$ とする。磁区幅 d 、溝幅 g 、溝深さ h の大小関係に応じて次の近似式が成立する。

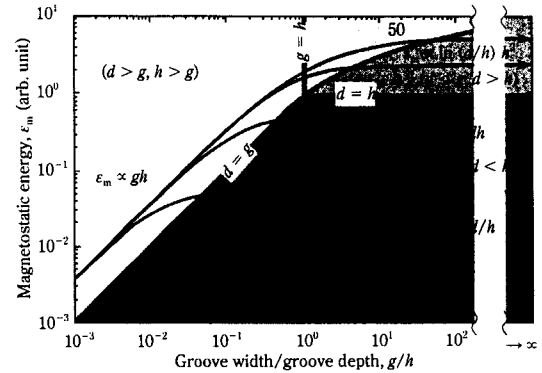


Fig. 3 Calculated dependence of the magnetostatic energy on groove width and domain width (groove depth fixed)

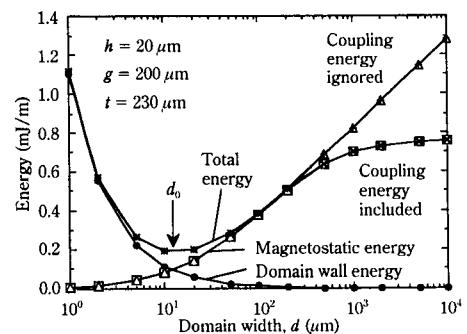


Fig. 4 Effect of coupling energy on the domain-width dependence of magnetostatic and domain wall energies

$$\varepsilon_m = \begin{cases} \ln\left(\frac{d}{h}\right) \frac{I_s^2 h^2}{2\pi\mu_0} & (d \ll g, d \gg h) \\ 0.853 \frac{I_s^2 d h}{2\pi\mu_0} & (d \ll g, d \ll h) \\ 0.760 \frac{I_s^2 g h}{2\pi\mu_0} & (d \gg g, h \gg g) \end{cases} \dots (12)$$

この静磁エネルギーの磁区幅 d 、溝幅 g 、溝深さ h に対する依存性を Fig. 3 に示す。溝幅 g が磁区幅 d に比べて大きい場合には、 $d \ll h$ では静磁エネルギーは $\ln(d/h)$ に比例、 $d \gg h$ では d に比例し、磁区幅 d とともに単調増加する。一方、溝幅が狭い極限($d \gg g, h \gg g$)では静磁エネルギーは磁区幅に依存せず、全エネルギーに最小値が現れないため、磁区細分化効果も消失することがわかる。

磁極間結合を考慮した静磁エネルギーを磁壁エネルギーとともに Fig. 4 に示す。溝の寸法は現実に近い深さ $20 \mu\text{m}$ 、幅 $200 \mu\text{m}$ とした⁸⁾。このような幾何学的条件では、磁極間結合の静磁エネルギーへの寄与はほぼ無視してよいことが確認される。

2.1.4 線状溝近傍での磁化の傾斜の効果

磁区内部での磁化分布に関して、特に、線状溝の側壁が傾斜している場合を考える。この場合、磁化が溝の近傍で磁化容易方向から傾斜して側壁を迂回し、磁極発生が緩和されることにより静磁エネルギーが減少する、いわゆる μ^* 効果が顕著になると考えられる。この効果は補正した磁気ポテンシャル ϕ^*

$$\phi^* = \frac{2}{1 + \mu^*} \phi = \frac{1}{1 + I_s^2 \sin^2 \chi / 4\mu_0 K_1} \phi \dots (13)$$

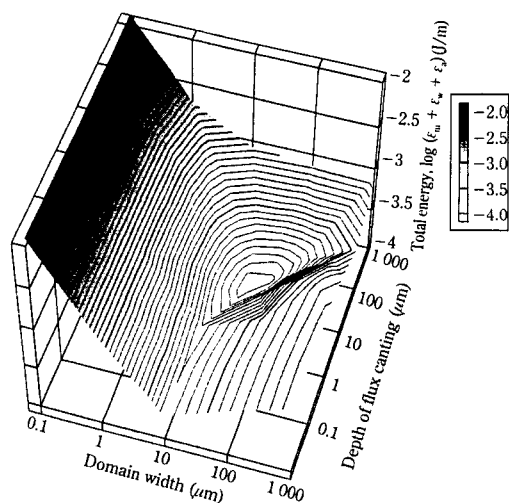


Fig. 5 Total magnetic energy (logarithmic scale) calculated as a function of domain width and depth of flux canting region around the groove wall

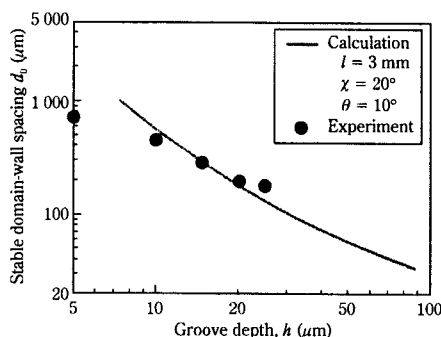


Fig. 6 Comparison of calculated domain-wall spacing with experimental values

(ここで χ は側壁の傾斜角, K_1 は立方晶における結晶異方性定数)の導入によって算入することができる。

この磁化の傾斜により、溝の単位長さ当たり

$$\epsilon_a = \eta K_1 h \delta \dots \dots \dots (14)$$

の異方性エネルギーが生じるとする。還流磁区の発生により磁化の傾斜が軽減される可能性を考慮して、無次元定数 η を導入した。全エネルギーとして (7), (10), (14) 式の和をとり、磁区幅 d および δ をパラメータとして等高線表示すると Fig. 5 を得る (ここでは $\eta = 1/30$ とした)。異方性エネルギーを考慮した場合、全エネルギーが最小となる磁区幅の値は、異方性エネルギーを考慮しない場合 ($\delta = 0$) の $10 \mu\text{m}$ 程度から、 $50 \sim 100 \mu\text{m}$ 程度に増大することが明らかである。

上述のことから、線状溝の形状としては溝近傍での磁化の傾斜が生じにくい、矩形に近い形状が望ましいとの知見が得られる。

2.1.5 実験結果との比較による解析モデルの評価

種々の深さの溝を表面に形成した方向性電磁鋼板における平均磁区幅を実測した結果を、前述のモデルにより計算した理論値とともに Fig. 6 に示す。ここでは線状溝のピッチ $l = 3 \text{ mm}$ 、溝の方向角 $\theta = 10^\circ$ とし、溝側壁の傾斜角として $\chi = 20^\circ$ の値を用いた。鋼板表面での磁極生成など他の磁区細分化機構の影響が大きくなる、溝深さが小さい場合を除き、計算値はほぼ実測値を再現している。

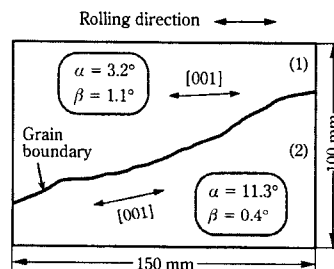


Fig. 7 Grain structure of used bi-crystal

上述のように、本節で述べたモデル解析により、方向性電磁鋼板に形成した線状溝の磁区細分化の効果を、定性的ならびに定量的にほぼ満足できるレベルで説明できることがわかる。本節の理論モデルはまた、磁区細分化の効果を向上させる上で有利な溝形状に関する知見を得る点でも有用であることが示された。

なお、本節における数式処理の一部および数値計算には Maple V を用いた。

2.2 方向性電磁鋼板内部の局所磁気特性分布の解析

方向性電磁鋼板は二次再結晶粒と呼ばれる大きな結晶粒からなるため、鋼板内部の磁束密度の分布は決して一様ではないことが近年強く認識されるようになってきている^{9,10)}。このような磁束密度の非一様性は、鉄損や磁歪特性に強い影響を及ぼすため、電磁鋼板の特性向上や利用技術開発の上で重要な視点の一つである。

当社では、鋼板内部における局所磁気特性分布を明らかにし、鋼板の磁気特性に及ぼす影響の解析に利用することを目的として、局所磁束密度・磁化力・鉄損などを実測する技術を開発している¹¹⁾。本節では、この方法により明らかにされた局所磁気特性分布に関するモデル解析の一端を紹介する¹²⁾。

2.2.1 双結晶からなる珪素鋼板における局所磁束密度分布

前述のように、一般に方向性電磁鋼板は鋼板内部で不均一な磁束密度分布を示す。このような分布の原因を明らかにするために、ここでは試料内に結晶粒界を1本のみ有する双結晶電磁鋼板試料について局所磁束密度を測定し、その結果に基づきモデル解析を行った。

Fig. 7 に測定試料の結晶粒組織を、各結晶粒の [001] 方向と圧延方向とが板面内でなす角 α 、鉛直面内でなす角 β とともに記す。この試料では、結晶粒界が圧延方向に対して斜めに存在し、圧延方向と結晶粒界のなす角度は $0 \sim 39^\circ$ の範囲で変化している。局所磁束密度は電磁鋼板表面に接触する一対の探針を用いて測定した。

励磁磁束密度 (B_m) 1.0T, 1.3T, 1.7T における局所磁束密度分布の測定結果を、主要な磁束経路 (高磁束密度の領域) の解釈とともに Fig. 8 に示す。磁束密度は結晶粒界の周辺で顕著な変化を示しており、結晶粒界が磁束分布に強い影響を及ぼしていることを示唆している。 B_m が低い場合 ($B_m = 1.0\text{T}$) には、磁束経路は結晶方位 [001] とほぼ平行であるが、 B_m の増加とともに圧延方向に漸近する傾向になる。

$B_m = 1.0\text{T}$ では Fig. 8 の経路 [1] が主要な磁束流路であり、これに経路 [2] が付随している。 $B_m = 1.3\text{T}$ では、[2] の領域が拡大するとともに経路 [3] が新たに発生する。 $B_m = 1.7\text{T}$ に達すると、[3] が発達し、[1] と [2] は圧延方向に漸近すると同時に、試料中央部付近で合流する。

2.2.2 磁束密度の局所分布に関するモデル解析

試料が磁化すると、局所的には各結晶粒内の磁化容易方向に沿って磁化する。その結果、磁化容易方向が急激に変化する各結晶粒界

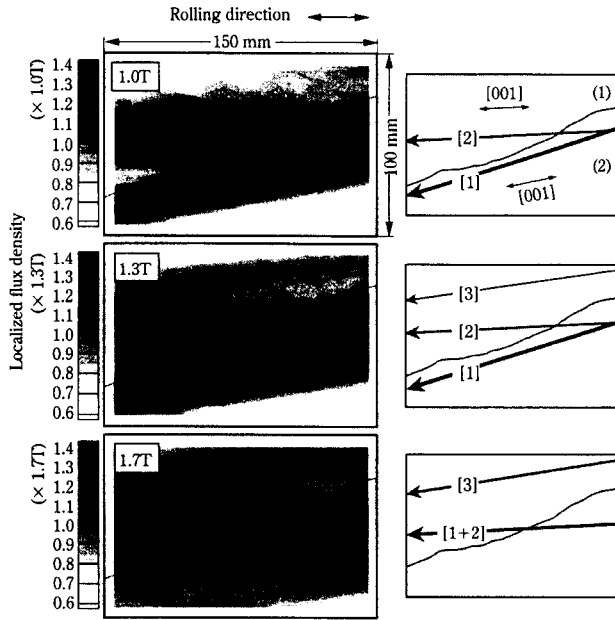


Fig. 8 Localized flux density distribution measured in a bi-crystal and interpretation of the main flux path

においては、磁束の急激な変化が生じ、その変化量に応じた磁極が発生する。発生する磁極量は、磁化ベクトルの結晶粒界垂直方向成分の差が大きいほど増大する。このような部分では、発生した磁極による静磁エネルギーが周囲より高くなるので、磁束がこの部分を迂回し全体として静磁エネルギーを下げようとする磁気応力が働く。一方、磁気異方性により磁束は磁化容易方向に沿って流れようとするとともに、外磁界（通常、圧延方向と平行）と平行になるようとするため、鋼板内部の磁束密度は圧延方向に伸張した分布をとろうとする。これらのバランスにより磁束密度の局所的分布が定まる。このような機構モデルに基づき、以下にモデル解析を行う。

励磁磁束密度があまり大きくなく、 180° 磁壁移動が主たる磁化過程であるならば、異方性エネルギーや磁壁エネルギーを無視して、静磁エネルギー E_s と磁化のポテンシャルエネルギー E_m だけを考え、磁区構造を無視して $[001]$ 方向の連続的な磁化として扱ってもよい。

Fig. 7 の双結晶試料に対して、Fig. 9 に示すような十分狭い短冊状の部分が $[001]$ 方向に磁化 I で均一に磁化されるとするモデルを適用する。結晶粒界と交差する部分における磁極の面密度 σ は、

$$\sigma = I \{ \cos \beta_1 \sin (\theta - \alpha_1) - \cos \beta_2 \sin (\theta - \alpha_2) \} \dots \dots \dots (15)$$

で表わされる。ここで、 θ は圧延方向と結晶粒界のなす角度であり、 $\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2$ は、結晶粒 1, 結晶粒 2 の α 角と β 角である。

静磁エネルギー E_s を係数 k を用いて、 $kt\sigma^2$ とし (t は試料の板厚)、Fig. 9 の短冊状の部分 (長さ $L_1 + L_2$) に圧延方向の磁界 H が印加されたときのポテンシャルエネルギー E_m との和を求めると、この部分における全磁気エネルギー E は、

$$E = -tdHIL_1 \cos \beta_1 \cos \alpha_1 |\sin (\theta - \alpha_1)| \\ - tdHIL_2 \cos \beta_2 \cos \alpha_2 |\sin (\theta - \alpha_2)| + kt\sigma^2 \dots \dots \dots (16)$$

となる。この E を最小とする I の値を I_m とすれば、(15), (16) 式より

$$I_m = \frac{H L_1 \cos \beta_1 \cos \alpha_1 |\sin (\theta - \alpha_1)| + L_2 \cos \beta_2 \cos \alpha_2 |\sin (\theta - \alpha_2)|}{2k \{ \cos \beta_1 \sin (\theta - \alpha_1) - \cos \beta_2 \sin (\theta - \alpha_2) \}^2} \dots \dots \dots (17)$$

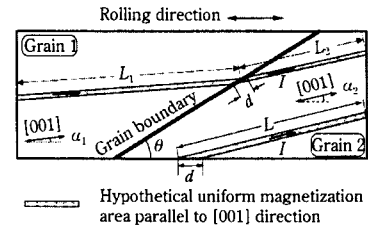


Fig. 9 Model for calculation of magnetic energy

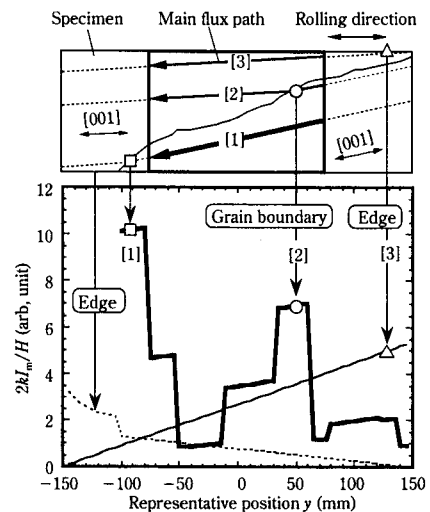


Fig. 10 "Magnetizability" evaluated from magnetic energy

となり、短冊状の部分の磁化 I はこの I_m の値をとると考えられる。試料のエッジ部に関しても、エッジ部と交差する短冊状の部分 (Fig. 9 の長さ L の部分) に現れると推定される磁化 I_m は、

$$I_m = \frac{H L \cos \beta \cos \alpha}{2k |\sin \alpha|} \dots \dots \dots (18)$$

と求められる。各短冊状部分の磁化に及ぼす試料の幾何学的要因の影響を抽出するため、ここでは、(17), (18) 式から $2kI_m/H$ を求めて磁化の容易さを表す評価パラメータとして用いる。

Fig. 9 の各短冊状部分における $2kI_m/H$ の計算結果を Fig. 10 に示す。Fig. 10 の横軸 y は、各短冊状部分と結晶粒界または試料エッジ部が交差する点の位置 (試料長さ方向) に対応させた。評価パラメータ $2kI_m/H$ は、結晶粒界上の□印を通過する経路 [1] で最大となり、次いで○印を通過する経路 [2] で大きい値を示す。また、試料エッジ部と交差する部分の中では、 $2kI_m/H$ は△印を通過する経路 [3] において最大となる。

この計算結果は、磁気異方性の影響が強く現れる低 B_m における局所磁束密度の測定結果とよく合致する。一方、高 B_m の場合には、ポテンシャルエネルギー E_m の影響が大きくなるため、磁束の流れは磁化容易方向からエッジ部の強い磁極発生が避けられる圧延方向に近づき、かつより一様な磁束密度分布をとると考えられる。

これまで述べたモデル解析から、この双結晶試料における磁束密度の分布は、 α 角の偏差に主として由来する結晶粒界および試料エッジ部の磁極による静磁エネルギーと、ポテンシャルエネルギーによりほぼ説明することができた。

前節の解析が磁区サイズ以下のオーダーにおける解析であるのに対し、本節で扱ったモデルは、磁区サイズ以上、結晶粒径以下のオ

ーダーの解析に対応している。

3 電磁鋼板応用機器における材料最適適用研究

3.1 モータ鉄心材料最適化のためのモデル解析

無方向性電磁鋼板を鉄心材料とする各種モータの性能改善のためにはモータの特徴に合った鉄心材料の選択と材料設計、材料利用のための最適設計が重要である¹³⁾。本節では、モータ機種に応じた電磁鋼板の最適適用を目的とした、材料とモータ特性のモデル解析について述べる。

3.1.1 ブラシレス DC モータの特性に及ぼす鉄心材料特性の影響

ブラシレス DC モータの特性向上に有効な素材適用条件を明らかにするために、希土類磁石表面型のモデルモータのステータ鉄心を種々の無方向性電磁鋼板を用いて作製し、モータ特性に及ぼす鉄心材料特性の影響を調査した。ステータの寸法・形状は一定とし、同一のロータを用いた¹⁴⁾。

1.0T, 400 Hz における鉄損 $W_{10/400}$ が最大効率に及ぼす影響を Fig. 11 に示す。最大効率は $W_{10/400}$ によってほぼ一意に決定されることがわかる。この関係は次の関数によってよく表現される。

$$\eta = 83.19 + 266.3/(W + 15.8) \dots \dots \dots (19)$$

ここで、 η は最大効率 (%), W は素材鉄損 $W_{10/400}$ (W/kg) を表す。

各種の素材を用いたモータのトルク-電流曲線からトルク定数を求め、素材 B_{50} との関係の求めると、次の 1 次関数によってよく表される。

$$K_T = 0.0845B + 0.0883 \dots \dots \dots (20)$$

ここで、 K_T はトルク定数 (Nm/A), B は素材磁束密度 B_{50} (T) である。モータ効率に対する素材磁束密度の影響は小さいが、トルク特性に対しては素材磁束密度の影響が明らかに現れる。

3.1.2 鉄心材料特性とモータ特性のモデリング

任意の鉄心材料を用いた場合のモータ特性は、上述のような経験式を用いることによって、鉄心材料の $W_{10/400}$, B_{50} などの代表値からかなりの程度推定できる。一方、材料の磁束密度や鉄損を周波数・磁化方向・磁化力・励磁磁束密度の関数として求め、有限要素法などの数値解析によってモータ特性を推定する方法も広く行われている。しかし、鉄損の周波数・励磁磁束密度依存性を関数近似し、またモータ特性を材料特性の関数として表現するという中間的な方

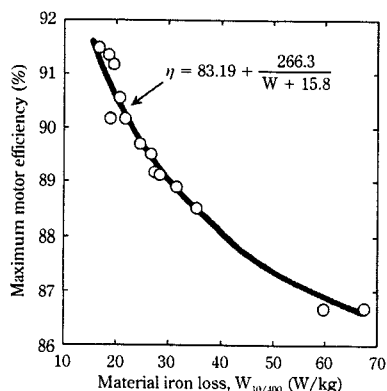


Fig. 11 Influence of material iron loss at 1.0T, 400 Hz on maximum motor efficiency

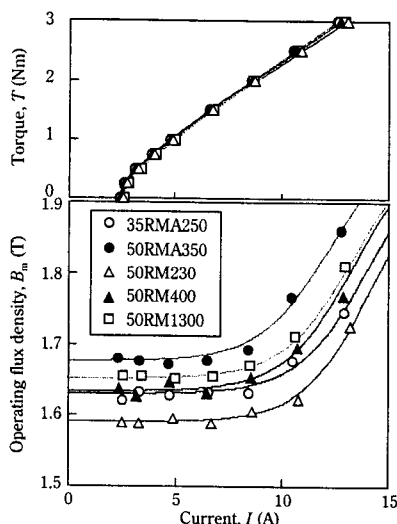


Fig. 12 Dependence of operating flux density on armature current and its dependence on torque

法によっても、かなり幅広い推定が可能になると考えられる。

ここでは前述の第 3 の方法により 3.1.1 項のブラシレス DC モータにおけるエネルギー損失の推定に利用した例を示す。

まず、鉄心材料の鉄損を次の式で関数近似した。

$$W = a_1 f^{\alpha} B_m^{\beta} g(f) \dots \dots \dots (21)$$

ここで、 a_1 は定数、 f は周波数、 B_m は励磁最大磁束密度、 $g(f)$ は周波数の関数であり、1 次式で近似的に表わされる。

モータ特性の定式化には、次の近似式を用いた。

- (1) 電流とトルクの関係には次の無理関数を用いた。数種類の鉄心材料についてフィッティングした結果を Fig. 12 (上段) に示す。

$$I = a_2 \{(T - a_3)^2 + a_4\}^{1/2} \dots \dots \dots (22)$$

ここで I は相電流、 T はトルク、 $a_2 \sim a_4$ はフィッティングパラメータである。

- (2) 動作磁束密度 B_m (T) と電流の関係¹⁵⁾ にはロジスティック関数を近似式として用いた。

$$B_m = (B_p - B_q) / [1 + \exp \{-0.6(I - a_5)\}] + B_q \dots \dots \dots (23)$$

ここで B_p , B_q , a_5 はフィッティングパラメータである。ティース部では、 B_p に鉄心材料の飽和磁束密度 (約 2.0T), B_q に B_{25} (磁化力 2500 A/m における磁束密度 (T)) の値を使うと、Fig. 12 (下段) に示すようによくあてはまる。

- (3) 動作周波数としては、モータの回転数実測値から同期周波数および高調波周波数を求めて用いた。

これらのフィッティング式は通常用いられる表式を実験データに基づき補正した形としており、汎用性が高いと考えられる。

次に、エネルギー損失の計算値は、次の手順によって求める。

- (1) 銅損は巻線抵抗と電流フィッティング式を用いて計算する。
- (2) 鉄損は動作磁束密度計算値と同期周波数計算値から鉄心材料の鉄損フィッティング値を用いて計算 (高調波成分を補正) する。
- (3) 機械損は同期回転数と実測データフィッティング値より計算する。

この方法により、鉄損材料特性データと動作条件 (任意の回転

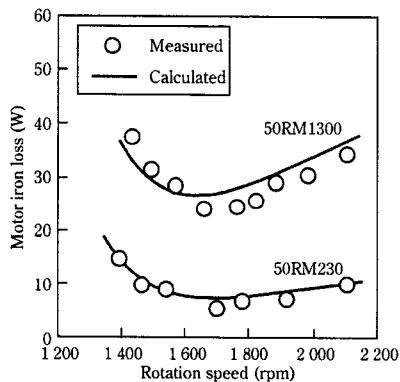


Fig. 13 Comparison of calculated motor iron loss with measurement

数・トルク) からエネルギー損失およびモータ効率の推定が可能である。

一例として、2種類の鉄心材料を用いたブラシレス DC モータの鉄損を上記の方法によって計算した結果を、実測値と比較して Fig. 13 に示す。ここでは、無負荷回転数 2100 rpm からトルクを負荷して回転数を掃引させた。高回転における周波数の鉄損に及ぼす影響や、低回転では磁束密度の増加と高調波成分混入の影響を考慮することによってモータ鉄損が増加する傾向をよく再現している。

以上のようなフィッティングパラメータを用いた中間的な解析方法は、モータ特性の鉄心材料特性依存性をもつ傾向を明らかにするのに有益であると考えられる。

3.2 積分要素法によるトランス鉄心の磁界解析

本解析の目的は、交流励磁されたトランス鉄心における磁束密度分布、さらには磁束密度波形を数値解析的に予測するとともに、実験データと比較し、数値解析技術の価値を議論することである。

本研究では、ELF 社によって開発された積分要素法と呼ばれる解析手法を用いている。この手法は、マックスウェルの方程式の積分形を基に構築された技術であり、微分形を基にした有限要素法とは異なる。この手法の特長は、少ない要素分割により精度の高い計算ができることである¹⁰⁾。ただし、磁性体内の磁束密度分布を細かく観察するには必ずしも適さず、磁性体の小要素毎の数値解析結果に基づき磁気回路全体の特性パラメータを評価する際により威力を発揮するものと考えている。

本研究で用いたトランス鉄心モデルの形状寸法および解析条件の詳細を Fig. 14 および Table 1 に示す。本解析では、従来の RGH 材と磁束密度を高めた NewRGH 材の2種類の磁化曲線 (B-H) データを使用した。高磁束密度材 NewRGH の圧延方向の磁化特性は従来 RGH 材よりも高い透磁率を示す。これに対して、圧延直角方向では RGH 材の方が高い透磁率を示す。励磁波形は、各脚中央の断面積に対応する磁束波形が正弦波となるように入力電流波形を制御した。

Fig. 15 は、V-notch と呼ばれるモデル上部中央周辺での一周期の磁束の x , y 方向成分の軌跡を示す。材料の圧延方向以外にも磁束成分が発生する、いわゆる回転磁束が発生していることがわかる。このような回転磁束は V 字形に切れ込んだ中央脚と上部ヨークとの接合部で最大である。さらに、同一の地点でも RGH の方が NewRGH よりも大きな圧延直角方向成分を有していた。これは、圧延直角方向の透磁率が NewRGH よりも RGH の方が大きいことに起因すると考えられる。

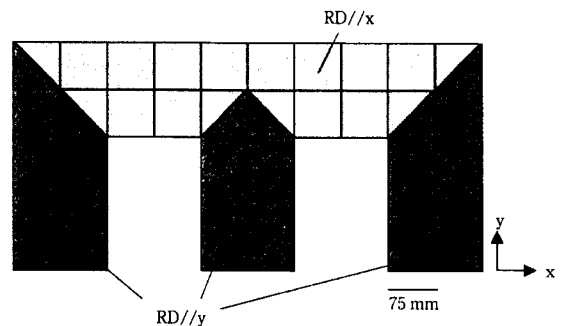


Fig. 14 Mesh structure for analysis of model transformer core

Table 1 Conditions of numerical analysis of model transformer core properties

Model	3 phase transformer (a half portion analyzed)
Method of numerical analysis	Integral element method
Number of elements	44
Input B-H data	Nonlinear magnetization curve for rolling and cross rolling direction
Eddy current	Not taken into consideration
Excitation	Sinusoidal waveform
Steps of analysis	30 steps per cycle (50 Hz)

さらに、同様の地点での磁束波形を Fig. 16 に示す。どの地点でも磁束波形は正弦波から歪んでおり、台形波形状に近づいていることがわかる。RGH と NewRGH とを比較すると、NewRGH の方がより台形波に近くっており、波形率 (平均値に対する実効値の比) が增大している。これは、NewRGH の方が圧延方向の透磁率と圧延直角方向の透磁率との比が大きいく、いわゆる回り込み磁束の影響が大きいためと考えられる。

本節に述べた、圧延直角方向の磁束による回転磁束成分の発生および回り込み磁束による磁束波形の歪みは、前者は磁化の困難な圧延直角方向での励磁になること、後者は波形歪みにより渦電流成分が増大することにより、いずれもトランス鉄損の劣化につながる。これにより、材料鉄損に対するトランス鉄損の比、いわゆるビルディングファクタ (以下 BF) の劣化が生ずる。このような回転磁束、磁束波形歪みを考慮した鉄損計算モデルを述べる。まず各小要素の圧延方向および圧延直角方向の鉄損成分を (24), (25) 式のように分離して計算し、(26) 式により要素の全鉄損を求めた。さらに各要素の体積で重み付けした加重平均を求め、トランス鉄心全体の鉄損とした。

$$W_{RD} = W(B_{mRD}) \left\{ h + e \left(\frac{k}{1.11} \right)^2 \right\} / 100 \dots \dots \dots (24)$$

$$W_{CrossRD} = W(B_{mCrossRD}) \left\{ h + e \left(\frac{k}{1.11} \right)^2 \right\} / 100 \dots \dots \dots (25)$$

$$W_{total} = W_{RD} + W_{CrossRD} \dots \dots \dots (26)$$

ここで、 $W(B_{mRD})$ および $W(B_{mCrossRD})$ は実験的に交番磁界下で求めた最大磁束密度—鉄損曲線から求めた鉄損値である。また、ヒステリシス損比率 h と渦電流損比率 e は、ともに 50% 一定と仮定した。波形率 k は、2 次電圧波形に相当する dB/dt 波形 (磁束微分波形)

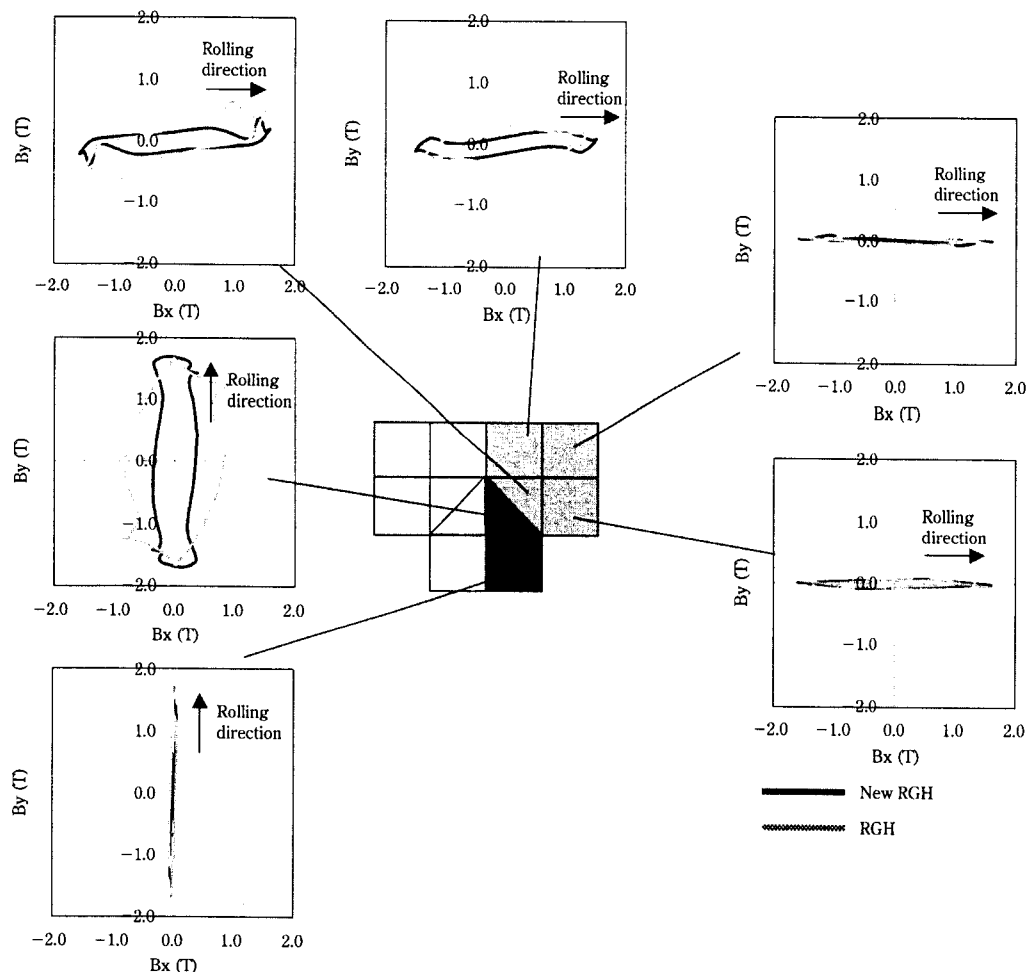


Fig. 15 Loci of rotational flux density near V-notch

の波形率である。このモデルでは、RGH と NewRGH の BF がともに 1.4 となった。実測でも、両者の BF は同レベル、もしくは NewRGH の方がわずかに大きな BF を示すことが報告されており¹⁷⁾、相対的にはほぼ妥当な結果と考えられる。このように、少数の要素分割を用いた積分要素法でもある程度妥当な結果が得られたことは、本手法の有効性を示す一証拠と考えられる。ただし、以下の点には注意を払う必要があると思われる。

- (1) 計算に用いる磁束密度—磁化力データとして、圧延方向とその垂直方向のみを考慮したため、実際の方向性電磁鋼板に圧延方向から 55° 付近に存在する磁化困難軸が考慮されていない。その結果、圧延直角方向の磁束成分が大きく見積もられている可能性がある。
- (2) 圧延直角方向の鉄損の算出に用いた磁束密度—鉄損曲線が交番励磁に基づくものであり、実際の回転磁束下での鉄損よりも大きく見積もられている可能性がある。

項目 (1) については、大学を中心に開発が進められており¹⁸⁾、今後次第に一般化していくものと考えられる。

数値解析によるトランス鉄心の特性評価には、異方性の考慮を中心とした計算手法、鉄損計算のための実験データ整備などいまだ不十分な点が多いが、当社のような材料メーカーとしては、できる限り多くの材料特性を用いた解析を積み重ね、計算モデルの改善に寄与していきたいと考える。前述のいくつかの困難にもかかわらず、さまざまな手法により求められた磁束密度、鉄損、BF などの計算値は、現実の電気機器の設計に関して、少なくとも定性的に議論する

上で有用なデータであり、熱・振動などの連成解析を導入することによって、今後ますます重要性を増していくものと期待される。

4 まとめ

電磁鋼板の磁気特性、およびモータ、トランスなどの実機特性の解析において、種々の理論的、半実験的、数値解析の方法を適用し、以下の知見を得た。

- (1) 方向性電磁鋼板上に形成した線状溝による磁区細分化の効果に関して、第一原理からの理論的解析を試み、数値解析を用いた近似解との併用により、線状溝形状が磁区細分化効果に及ぼす影響に関する有益な知見を抽出した。
- (2) 少数の結晶粒を有する方向性電磁鋼板の局所磁束密度分布に関する解析を行い、磁区幅サイズ以上・二次再結晶粒サイズ以下のオーダーにおけるエネルギー論的解析により局所磁束密度の不均一が発生するメカニズムを半定量的に説明することができた。
- (3) 電磁鋼板応用機器における材料最適適用研究の例として、モータ鉄心材料特性と機器特性のモデリングを行い、電磁鋼板の鉄損とモータの動作条件データからモータのエネルギー損失を予測する技術の一例を示した。
- (4) 積分要素法を用いた磁界解析により、3 相トランスにおける回転磁束、磁束波形歪みを再現でき、トランスのビルディングファクタを評価できることを明らかにした。

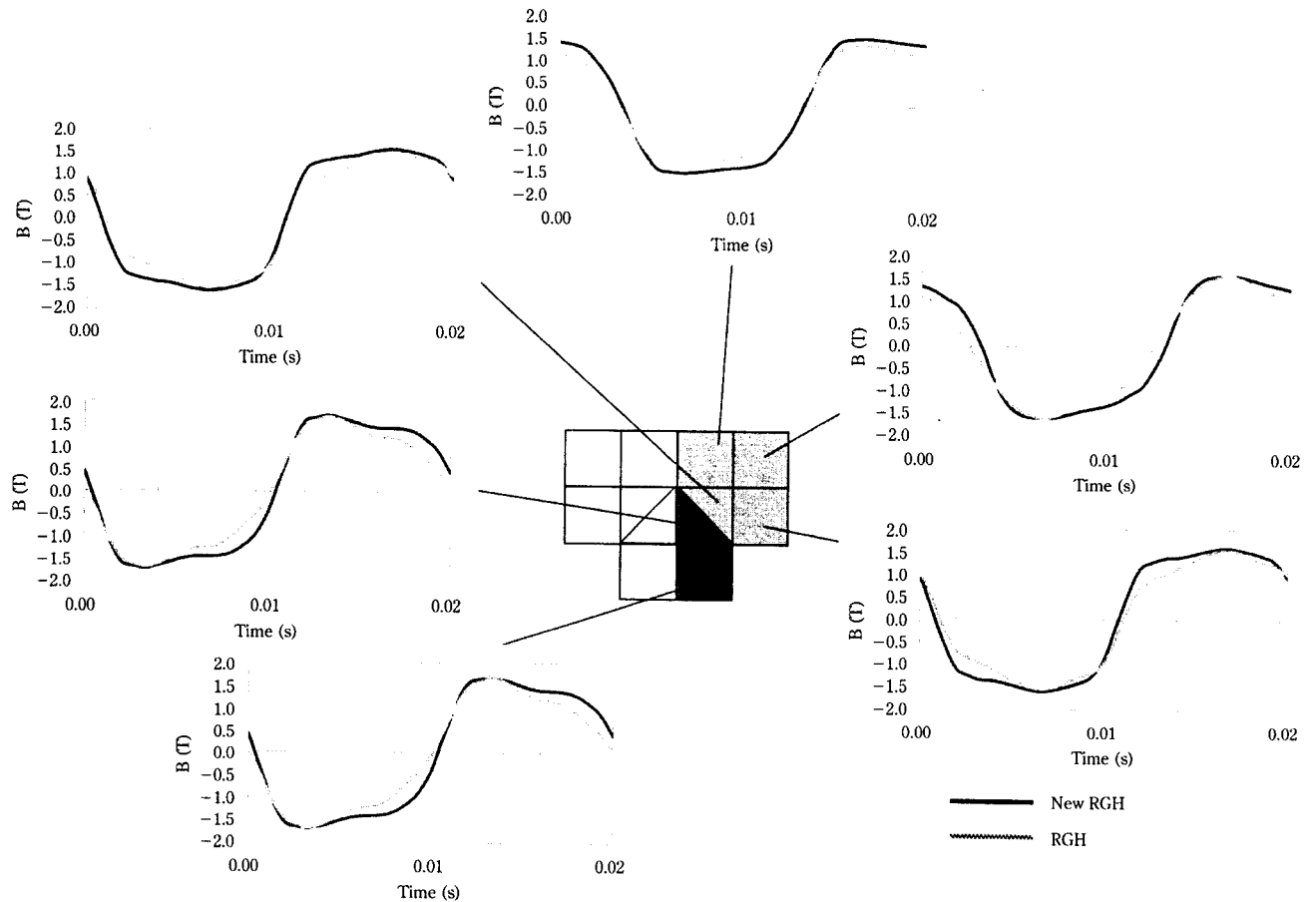


Fig. 16 Flux density waveform distortion near V-notch

参考文献

- 1) T. Iuchi, S. Yamaguchi, and T. Ichiyama: *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 2410
- 2) B. Fukuda, K. Sato, T. Sugiyama, A. Honda, and Y. Ito: Proc. Conf. Hard and Soft Magnetic Materials with Applications Including Superconductivity, Cincinnati, (1987) October, 107
- 3) T. Nozawa, Y. Matsuo, O. Tanaka, H. Kobayashi, and K. Kuroki: Proc. Conf. Hard and Soft Magnetic Materials with Applications Including Superconductivity, Cincinnati, (1987) October, 91
- 4) K. Sato, A. Honda, K. Nakano, M. Ishida, B. Fukuda, and T. Kan: Proc. 37th Ann. Conf. Magnetism and Magnetic Materials, Houston, (1992) December; *J. Appl. Phys.*, **73**(1993), 6609
- 5) 石田昌義, 中野 恒, 本田厚人, 佐藤圭司: 日本応用磁気学会誌, **18**(1994), 809
- 6) M. Ishida, K. Senda, K. Sato, and M. Komatsubara: "Electromagnetic Phenomena Applied to Technology", JSAEM Studies in Applied Electromagnetics, Vol. 4, 260
- 7) C. Kittel: *Rev. Mod. Phys.*, **21**(1949), 541
- 8) 中野 恒, 本田厚人, 石田昌義, 佐藤圭司, 福田文二郎, 菅 孝宏: 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-92-154, (1992)
- 9) 佐々木堂, 今村正明, 鈴木康之: 電気学会研究会資料, MAG-83-54, (1983)
- 10) 山口俊尚, 今村正明, 千田邦浩, 石田昌義, 佐藤圭司, 本田厚人, 山本孝明: 電気学会論文誌 A, **115**, 50(1995)
- 11) 千田邦浩, 石田昌義, 佐藤圭司, 小松原道郎, 山口俊尚: 電気学会論文誌 A, **117**, 942(1997)
- 12) 千田邦浩, 高宮俊人, 石田昌義, 小松原道郎: 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-96-115, (1996)
- 13) 石田昌義: 日本応用磁気学会誌, **25**(2001), 3
- 14) 石田昌義, 志賀信勇, 河野正樹, 本田厚人, 小松原道郎, 大山 勇: 日本 AEM 学会誌, **7**(1999), 248
- 15) 志賀信勇, 石田昌義, 大山 勇: 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-00-269, (2000)
- 16) (株)エルフ: 「ELF/MAGIC ユーザーズガイド」
- 17) 小松原道郎, 日名英司, 中野 恒: 川崎製鉄技報, **29**(1997)3, 177
- 18) 高橋則雄: 平成 9 年電気学会全国大会概要集, S19-5 (1997)