
探針法による方向性電磁鋼板内部の磁束分布の測定および解析

Measurement and Analysis of Localized Magnetic Flux Distribution in Grain Oriented Electrical Steel Sheet Using Stylus Probe Method

千田 邦浩 (Kunihiro Senda) 石田 昌義 (Masayoshi Ishida) 小松原 道郎 (Michiro Komatsubara)

要旨：

新開発の探針法装置により方向性電磁鋼板内部の磁束分布を測定・解析した。この装置は局所領域の磁束密度を非破壊的に測定するもので、探針荷重や継鉄構造の工夫などにより測定精度を高めるとともに、自動化により測定点密度を増加し、磁束分布の可視化を可能にしたものである。本装置による測定により、方向性電磁鋼板内部の磁束分布の不均一化が、隣接する結晶粒間の ϕ 角(結晶方位[001]の圧延面内での圧延方向からの回転角)の差および結晶粒界と磁化ベクトルの向きの角度差に起因する静磁エネルギーの効果によりもたらされることを明らかにした。

Synopsis：

The distribution of magnetic flux in a grain oriented electrical steel sheet was measured and analyzed by a newly developed non-destructive apparatus using a stylus probe method. The accuracy of the local flux measurement was assured by optimizing stylus load and yoke configuration. The automated and integrated measuring system enabled rapid mapping of the magnetic flux density distribution in a sheet. The flux distribution was found to be non-uniform in the grain-oriented electrical steel sheet. The non-uniformity was attributed to the effect of magnetostatic energy, occurring on grain boundaries due to a grain-to-grain difference in an angle between [001] direction and the grain boundary direction.

(c)JFE Steel Corporation, 2003

本文は次のページから閲覧できます。

探針法による方向性電磁鋼板内部の 磁束分布の測定および解析*

川崎製鉄技報
29 (1997) 3, 159-163

Measurement and Analysis of Localized Magnetic Flux Distribution in Grain Oriented Electrical Steel Sheet Using Stylus Probe Method



千田 邦浩
Kunihiko Senda
技術研究所 電磁鋼板
研究部門



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



小松原 道郎
Michiro Komatsubara
技術研究所 電磁鋼板
研究部門長・工博

要旨

新開発の探針法装置により方向性電磁鋼板内部の磁束分布を測定・解析した。この装置は局所領域の磁束密度を非破壊的に測定するもので、探針荷重や磁轡構造の工夫などにより測定精度を高めるとともに、自動化により測定点密度を増加し、磁束分布の可視化を可能にしたものである。本装置による測定により、方向性電磁鋼板内部の磁束分布の不均一化が、隣接する結晶粒間の α 角(結晶方位[001]の圧延面内での圧延方向からの回転角)の差および結晶粒界と磁化ベクトルの向きの角度差に起因する静磁エネルギーの効果によりもたらされることを明らかにした。

Synopsis:

The distribution of magnetic flux in a grain oriented electrical steel sheet was measured and analyzed by a newly developed non-destructive apparatus using a stylus probe method. The accuracy of the local flux measurement was assured by optimizing stylus load and yoke configuration. The automated and integrated measuring system enabled rapid mapping of the magnetic flux density distribution in a sheet. The flux distribution was found to be non-uniform in the grain-oriented electrical steel sheet. The non-uniformity was attributed to the effect of magnetostatic energy, occurring on grain boundaries due to a grain-to-grain difference in an angle between [001] direction and the grain boundary direction.

1 緒 言

近年のエネルギー需要の増加や送配電事情の変化によって、変圧器、発電機の鉄心材料として使用される方向性電磁鋼板の低鉄損化、低騒音化はきわめて重要な課題となりつつある。今日まで、方向性電磁鋼板の鉄損の要因や、磁気的特性が騒音に及ぼす影響について種々の研究がなされ、変圧器の低損失化、低騒音化に貢献してきた経緯がある。今後、方向性電磁鋼板のこれらの特性をさらに向上させるためには、これまでに増して精緻な磁気特性の解析が必要となる。

従来、方向性電磁鋼板の磁気特性に関する多くの研究では、鋼板の均一な磁化を仮定していた。しかしながら、方向性電磁鋼板は二次再結晶粒と呼ばれるきわめて大きな結晶粒からなり、鋼板内部の磁束分布が均一ではないことが知られている。このような鋼板内部の磁束の分布状態は、素材鉄損の多くを占める渦電流損や、変圧器騒音の要因である磁歪特性を支配する要因のひとつであると考えられ、これを解析し理解することは将来の材料開発に大きく貢献するものと予想される。

鋼板内部の磁束分布の測定法としては、従来、探りコイル法と呼ばれる方法が一般的であった。探りコイル法では、鋼板の2点に開孔を施し、この2点間に導線を巻いて局所的な誘導起電力の測定を行うが、この方法では開孔により鋼板に歪を導入する点や測定が煩雑である点が問題であった。

これに対して、非破壊で局所領域の磁束の測定が可能な方法として探針法がある。探針法は、鋼板表面に2本の探針を立て、これにより検出される2点間の電位差から局所領域の磁束密度を測定する方法であり、探りコイル法に比べて簡便かつ非破壊で測定を行うことができる。探針法はWernerによって考案された方法¹⁾であるが、これまで測定精度が不明確であったこともあって実用化には至っていなかった。これに対し、山口らは探針法の測定精度に関する理論的解析を行い、理論的には探りコイルとほぼ同等の精度を有すると結論している²⁾。

本稿に述べる研究では、探針による局所領域の磁束密度測定技術を確立し、この測定技術を応用して方向性電磁鋼板内部の磁束密度の分布状態を明らかにすることを目的とした。次章以下では、まず、探針法の実験的な測定精度の評価および実用的な測定方法の開発経緯を述べ、続いて、方向性電磁鋼板内部の磁束分布を探針法によって解析した結果について述べる。

*平成9年8月27日原稿受付

2 探針法による局所磁束密度測定法の開発

2.1 探針法の測定原理

いま、Fig. 1 のように電磁鋼板地鉄表面の2点(1, 2)に探針を立てるとし、1ターンの探りコイルを1-4、2-3に施した開孔の周りに巻くとする。このとき探りコイルに生じる起電力 e_c は1-2-3-4-1に沿った電界 E の周回積分で与えられるので、

$$e_c = \oint E \, dl = \int_s \left(-\frac{\partial B}{\partial t} \right) ds \quad \dots\dots\dots (1)$$

である。電界 E の圧延直角方向の成分を E_y 、板厚方向成分を E_z とすると、 E_y の Z 方向に関する対称性から式(1)の積分は、

$$\oint E \, dl = 2 \int_{1-2} E_y \, dy + \left(\int_{2-3} E_z \, dz + \int_{4-1} E_z \, dz \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

と分けられる。一方、探針により測定される電圧 e_p は、鋼板表面を流れる渦電流による電圧降下分であり、 i を試料表面での渦電流密度、 ρ を試料の抵抗率とすると、

$$e_p = \int_{1-2} E_y \, dy = \int_{1-2} i \rho \, dy \quad \dots\dots\dots (3)$$

で表される。ここで、 E_z はほぼ0とみてよいので(2)式の括弧でくくられた部分の影響を無視することができて、 e_c と e_p の間には、

$$e_c = 2e_p \quad \dots\dots\dots (4)$$

の関係が成立する³⁾。すなわち、探針は1/2ターンの探りコイルと等価であるといえる。

以上の説明では板厚方向の渦電流の分布を考慮していないが、Maxwell方程式に基づく渦電流解析によっても同様の結果が得られる。さらに、山口らの計算結果³⁾によれば、磁区構造の存在を考慮した場合、磁束密度の評価値は探針、探りコイルいずれにおいても、真の磁束密度からのずれを生じる。また、探針による磁束密度の評価値と真の磁束密度との差は、探針の幅の低下、180°磁区幅の板厚に対する比の増大、磁束密度の低下に伴って大きくなる関係にある。しかしながら、板厚0.2~0.3mmの方向性電磁鋼板に対して探針幅10mmにて測定を行う場合、探針法による測定の誤差は探りコイルの場合とほぼ同等であり³⁾、磁束密度の評価上問題とならないレベルである。探りコイル法が開孔の位置や幅に関する不確定性が大きいことを考慮すれば、このような測定精度の差を考へに入れても探針法が有利であるといえる。

2.2 局所磁束密度測定方法

山口らの理論的評価³⁾により、探針の幅を10mmとし、2本の探針を圧延方向と直角に配置して試料の局所領域における磁束密度に関して圧延方向のベクトル成分を測定した。本稿ではこのような方法で測定した局所領域の磁束密度の時間的変化における最大値を局所磁束密度と呼ぶこととする。

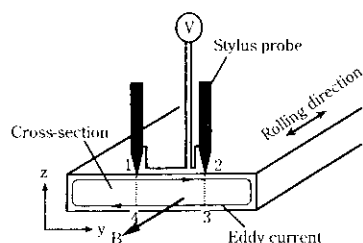


Fig. 1 Illustration of stylus probe method

探針法による測定では、探針と試料の地鉄を電氣的に接触させる必要がある。筆者らは絶縁被膜付きの方向性電磁鋼板に対して、先端の鋭利な探針に対して荷重を加えることにより絶縁被膜を突き破り、探針と地鉄を接触させる方法を採用した。ここで、探針には、硬度を高めるために表面を窒化処理した非磁性ステンレスの針を用いた。探針に加える荷重は、荷重による局所領域の磁束密度の変化を1.5%以下とする条件から、探針1本あたり2.0~3.0Nとした⁴⁾。

また、継鉄構造に関する検討の結果、Fig. 2に示すような試料を上下から挟み込む形式を採用した⁴⁾。Fig. 2の継鉄の使用により鋼板面内の渦電流の生成が抑制され、試料長さ方向の測定精度が向上するため、試料の長さ方向中央部の180mmの領域において、探針法の測定誤差(対コイル測定値)を1.7%以下とすることができる⁴⁾。

2.3 測定値の評価

探針法による局所領域の磁束密度測定値の評価を従来法である探りコイル法との比較により行った。探針部および継鉄は2.2節に述べた形式をとった。両者の比較は、以下の手順にて行った。(1)方向性電磁鋼板(板厚0.23mm、圧延方向長さ400mm、圧延直角方向の幅100mm)を励磁磁束密度 $B_m = 1.7$ T、周波数 $f = 50$ Hzにて磁化させ、探針による局所磁束密度の測定を試料の数点(試料幅方向の直線上)に対して行う。(2)(1)の探針接触位置から1mm外側に直径0.5mmの開孔を施したのち、800°C、3hの重取り焼鈍を施す。(3)(1)と同位置に探針を接触させ、同一励磁条件にて探針法による測定を行う。(4)(2)で導入した中心間隔12.0mmの二つの穴に探りコイルを巻き、局所磁束密度を測定する。

Fig. 3に探針と探りコイルによる測定の位置関係を示す。測定領域はそれぞれ10.0mm、11.5mmである。両測定法間で磁束密度の評価領域の差異となる部分(幅1.5mm)での磁束密度の変化は無視できるとして評価を行った。

Fig. 4に、探りコイル測定値(開孔後測定)を横軸とし、開孔前および開孔後に探針により測定した値を縦軸とした関係を示す。この図により開孔前と開孔後の探針測定値を比較すると、開孔後の探

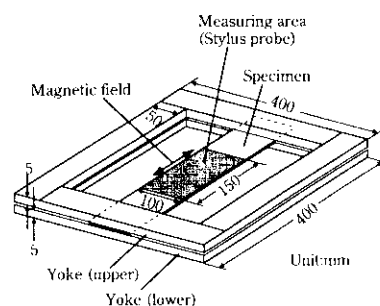


Fig. 2 Illustration of yoke and specimen

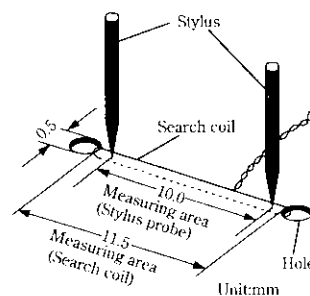


Fig. 3 Configuration of holes for search coil and edge points of styluses

針測定値と探りコイル測定値の関係の方が、ばらつきが少なく測定値もよく一致している。これは、両者がいずれも開孔を施した後の同一の状態における測定であるためであり、この結果により探針法の測定値がほぼ正しい値であることが確認された。ここで、試料本来の磁束密度分布は開孔前の分布であるので、開孔前の探針測定値が正しい磁束密度の分布であると考えてよい。したがって、開孔前の探針測定値と探りコイルによる測定値（開孔後）の間に生じたばらつきは、開孔により導入された磁束分布の乱れを原因としていられる。また、開孔前後の探針測定値のレベルの差は開孔による地鉄断面積の減少にあるといえる。

以上から、探針法は探りコイル法とほぼ同等の結果を与えること、さらに開孔による磁束の乱れを生じさせない点で探針による測定は探りコイル法に比べて有利であることが明らかになった。

2.4 測定の自動化

局所的な磁気特性の分布を調査する場合、測定点の数が膨大になるため、自動的に測定を実行する必要が生じる。このような、測定の自動化と高速化を目的として、探針法による局所磁気特性の自動測定装置を製作した。装置の概略を Fig. 5 に示す。この装置では、X-Y テーブルによって磁鉄と励磁棒を移動させて測定位置を変化させ、Z テーブルによって局所磁気測定プローブの上下動を行う。以上のような測定位置の移動と測定およびデータ保存の一連の動作はコンピュータで制御される。磁鉄は前述のように、試料長さ方向の測定精度を保证するために試料を上下から挟み込む形式とした。また、探針は間隔を 10 mm とし、測定時の荷重を探針 1 本当たり 2.5 N とした。さらに、試料地鉄と探針の接触を確実にするために、スプリング付き（材質ステンレス、表面窒化処理）の針を用いた。

また、この装置では、2 本の探針の間に設置したホール素子による局所領域の磁界と探針による磁束密度から演算処理によって局所領域の鉄損を算出することが可能である。

以上に述べた装置により、電磁鋼板の局所領域の磁気特性に対す

る自動測定が可能となった。

3 方向性電磁鋼板内部の磁束分布の測定

3.1 測定方法

前章に述べた探針法を用いて方向性電磁鋼板内部の磁束密度の分布を測定した。以下に述べる測定においては、多結晶および双結晶（試片が二個の結晶粒から成る場合）の 3.3% 珪素鋼板を試料として用い、試料長（圧延方向）を 400 mm、幅 100 mm、厚さ 0.23 mm とした。試料はいずれも平坦な状態で二次再結晶焼鈍を行っており、各結晶粒内部では β 角（結晶方位 [001] の圧延面からの仰角）に変化はない。また、鋼板表面にフォスファイト被膜およびリン酸マグネシウムを主成分とする絶縁コーティングを有している。

探針による局所磁束密度の測定は圧延方向、圧延直角方向に対してそれぞれ 10 mm、5 mm ピッチで行い、試料の長さ方向中央部 150 mm、全幅 (100 mm) の領域に対して 285 点の測定を行い、鋼板内部の局所磁束密度の分布を測定した。

3.2 測定結果

3.2.1 方向性電磁鋼板（多結晶）

Fig. 6 に測定した多結晶方向性電磁鋼板の結晶粒界と結晶方位 [001] を示し、Fig. 7 に励磁磁束密度 $B_m = 1.0$ T、および 1.7 T における局所磁束密度の分布を示す。Fig. 7 では測定位置を 2 本の探針の中央の点で代表させ、局所磁束密度の大小を濃淡をつけた等高線図で示した。Fig. 7 に明らかなように、局所磁束密度は鋼板の内部

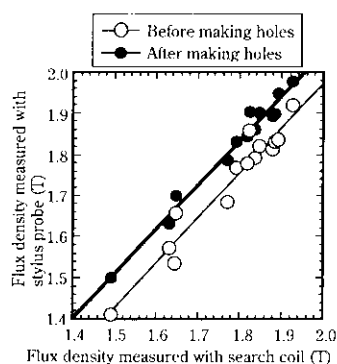


Fig. 4 Relationship between localized flux density measured with search coil and that with styluses

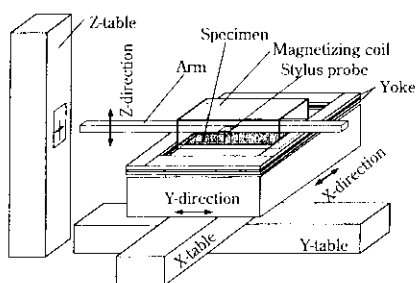


Fig. 5 Illustration of automatic local magnetic measurement apparatus

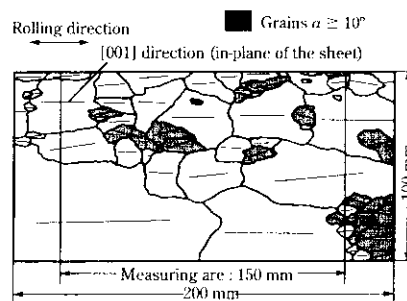


Fig. 6 Grain boundary and [001] direction of polycrystalline specimen

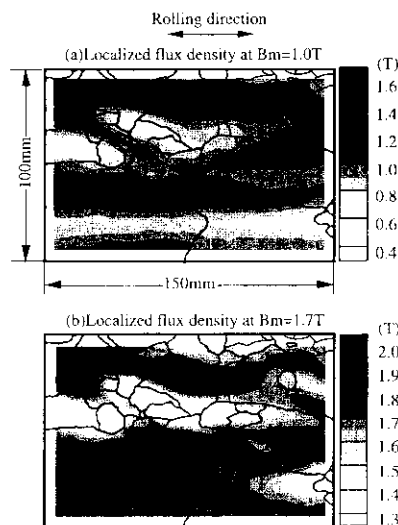


Fig. 7 Contour map of localized flux density

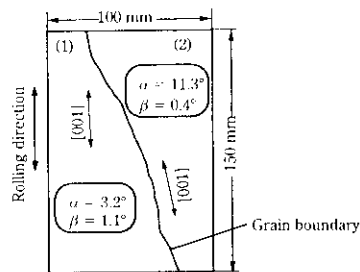


Fig. 8 Grain boundary and grain orientation (bi-crystal)

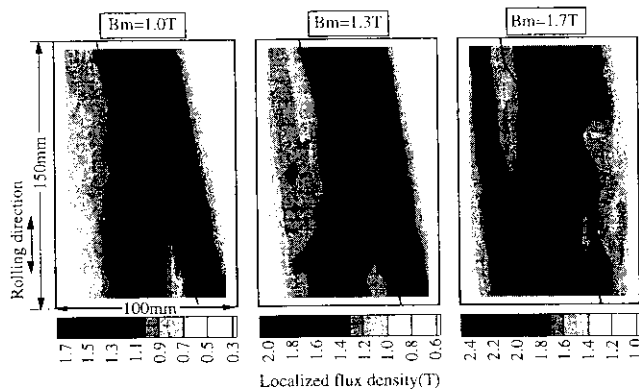


Fig. 9 Contour map of localized flux density (bi-crystal)

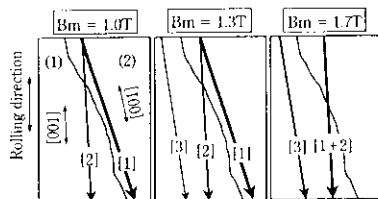


Fig. 10 Mainstream of magnetic flux (bi-crystal)

で著しい変化を示しており、 $B_m = 1.0\text{ T}$ 、 1.7 T において局所磁束密度はそれぞれ $0.5\sim 1.6\text{ T}$ 、 $1.1\sim 1.9\text{ T}$ の範囲で変化している。この試片内部での局所磁束密度のばらつき標準偏差は $B_m = 1.0\text{ T}$ 、 1.7 T においてそれぞれ B_m の 18.6%、8.5% にのぼる。また、局所磁束密度はひとつの結晶粒内でも大きく変化している。

Fig. 7 (a) と (b) を比較すると、 $B_m = 1.7\text{ T}$ では比較的結晶粒ごとに磁束密度が変化する傾向にあるのに対し、 $B_m = 1.0\text{ T}$ では高磁束密度領域や低磁束密度領域が圧延方向に連続的に分布する傾向がある。

Fig. 6 と 7 を照合すると、 $B_m = 1.0\text{ T}$ 、 1.7 T いずれの場合も、 α 角（結晶方位 [001] の圧延方向からの圧延面内における回転角）が大きい結晶粒の周辺で磁束密度が低下しており、前述の磁束密度分布は α 角のずれた結晶粒を原因として発生していることが分かる。

3.2.2 双結晶珪素鋼板

3.2.1 項で述べた方向性電磁鋼板(多結晶)の局所磁束密度分布の原因を明らかにするために、試料内に結晶粒界を 1 本のみ有する双結晶珪素鋼板試料について調査した。Fig. 8 に試料の結晶粒界と α 角と β 角を示す。また Fig. 9 に $B_m = 1.0\text{ T}$ 、 1.3 T 、 1.7 T での局所磁束密度の分布を示す。また、Fig. 10 には主要な磁束の経路（局所磁束密度の高い領域）を示す。

Fig. 9 では、局所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。また、 B_m が低い場合 ($B_m = 1.0\text{ T}$) には、高磁束密度領

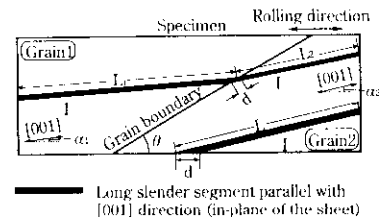


Fig. 11 Model for calculation of magnetostatic energy

域（磁束の経路）は結晶方位 [001] とほぼ並行であり、 B_m の増加にしたがって圧延方向に漸近する傾向にある。

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。このような結晶粒界に対して、 $B_m = 1.0\text{ T}$ では Fig. 10 の [1] が主要な磁束の経路であり、これに [2] が付加的に存在している。 $B_m = 1.3\text{ T}$ では、[2] の領域が拡大するとともに [3] が新たに付加される。 $B_m = 1.7\text{ T}$ に達すると [1] と [2] は圧延方向に漸近するとともに両者は試料中央部付近で合一する。このとき [3] は $B_m = 1.3\text{ T}$ の場合から大きな変化はない。

3.3 考 察

以上述べた結果をもとに、方向性電磁鋼板内部の磁束密度分布が局所的な変化をする原因について考察する。

Fig. 7 に示した多結晶の方向性電磁鋼板内部の局所磁束密度分布と Fig. 6 の結晶方位分布の対比から、結晶粒間の α 角のずれが磁束密度の局所的変化をもたらす原因であると推定される。

試料が磁化した場合には、結晶粒界に磁極が発生し、静磁エネルギーを上昇させる。ここで、結晶粒界を挟む 2 個の結晶粒に関して、磁化ベクトル ([001] 方向) の結晶粒界垂直方向成分の差が大きいほど、発生する磁極量は大きくなる。このような部分では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力が働く。一方、磁気異方性により磁束は [001] 方向に沿って流れようとするため、鋼板内部の磁束密度は Fig. 7 に示したように圧延方向に伸張した分布をとる。

以上の機構モデルの正否を検証するため、磁気的エネルギーに基づく局所磁束密度分布のモデル解析を行った。

一般的に、鋼板の磁化状態を計算によって求めるには、静磁エネルギー、異方性エネルギー、磁壁エネルギー、磁界中での磁化のポテンシャルエネルギー等を考慮する必要があるが、励磁磁束密度が十分低く、磁化回転や 180° 磁壁の [001] 方向からの傾斜、 180° 磁壁の消滅、あるいは 180° 磁区構造以外の磁区構造の出現がないとすると、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 を考えればよい。以下に 180° 磁区構造を考えず [001] 方向のみの磁化成分が存在するとしたモデルによって静磁エネルギーを評価し、磁束分布を予測する。また、ここでは μ^* 効果は無視する。

以下のモデル解析は Fig. 9 に磁束密度分布の測定結果を示した双結晶試料に関して行った。解析に用いたモデルを Fig. 11 に示す。図中の十分狭い短冊状の部分 (幅 d) が [001] 方向に磁化 I で均一に磁化されたと仮定すると、結晶粒界と交差する部分の磁極密度 σ は、

$$\sigma = I [\cos \beta_1 \sin (\theta - \alpha_1) - \cos \beta_2 \sin (\theta - \alpha_2)] \dots \dots \dots (5)$$

で表される。ここで、 θ は圧延方向と結晶粒界のなす角度であり、 α_1 、 β_1 、 α_2 、 β_2 は、結晶粒 1、結晶粒 2 の α 角と β 角である。

磁区構造を考慮した静磁エネルギーの厳密な計算は困難であるので、ここでは静磁エネルギー E_s を係数 k を用いて、 $ktd\sigma^2$ と記述す

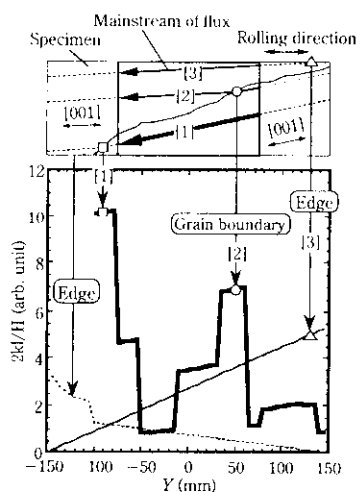


Fig. 12 Evaluation of domain wall motion by means of magnetic energy

る (t は試料の板厚)。Fig. 11 の短冊状の部分に圧延方向の磁界 H が印加されたとき、 E_m を考慮して短冊状の部分 (長さ $L_1 + L_2$) における磁気エネルギー E は、

$$E = -tdHL_1 \cos \beta_1 \cos \alpha_1 |\sin(\theta - \alpha_1)| \\ - tdHL_2 \cos \beta_2 \cos \alpha_2 |\sin(\theta - \alpha_2)| + ktd\sigma^2 \dots \dots (6)$$

で表される。式(6)の E を最小とする I が予想される磁化であり、この値は、

$$I = \frac{H L_1 \cos \beta_1 \cos \alpha_1 |\sin(\theta - \alpha_1)| + L_2 \cos \beta_2 \cos \alpha_2 |\sin(\theta - \alpha_2)|}{2k \{ \cos \beta_1 \sin(\theta - \alpha_1) - \cos \beta_2 \sin(\theta - \alpha_2) \}^2} \dots \dots (7)$$

となる。また、試料のエッジ部での磁極生成に関しても同様に考えて、エッジ部と交差する短冊状の部分 (Fig. 11 の長さ L の部分) の磁化 I は、

$$I = \frac{H L \cos \beta \cos \alpha}{2k |\sin \alpha|} \dots \dots (8)$$

で表される。式 (7), (8) は定数 k や磁界 H を含んでいるため、式 (7), (8) から導出した $2kI/H$ により磁化の相対的な評価を行った。ここで $2kI/H$ は磁壁の移動しやすさを表していることになる。

Fig. 12 に、 $2kI/H$ による磁壁移動度の評価結果を示す。Fig. 12 の横軸 Y は、Fig. 11 の各短冊状部分を代表する点として、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) としている。Fig. 12 に示した計算結果では、[1]の経路 (□で示す結晶粒界上の点を通過する部分) において $2kI/H$ が最も高く、続いて[2]の経路 (○で示す点を通過する部分) が高い。また、試料エッジ部と交差する部分の中では[3]の経路 (△で示す点を通過する部分) において $2kI/H$ が大きい。以上の結果は、Fig. 9 および 10 に示した測定結果 (特に低 B_m の場合) とよく対応している。以上から、鋼板内部の磁束密度の分布は、結晶粒界および試料の側

端部の磁極による静磁エネルギーによりほぼ説明することができ、これらが磁束分布の発生原因であるといえる。

ここで、 α 角および β 角が磁束分布に及ぼす影響に関して考察する。双結晶珪素鋼板の磁束分布を式 (7), (8) によりほぼ説明することができたが、式 (7), (8) では β 角を $\cos$ 関数として含み、かつ β 角は 0° 近傍で分散しているため、磁束分布に対する β 角の寄与は小さく、ここでの解析結果は、隣接する結晶粒間の α 角の差が磁束分布生成の支配的要因であったことを示している。したがって、Fig. 7, 9 に示した方向性電磁鋼板内部の磁束の分布は、隣接する結晶粒間の α 角の差と結晶粒界の方向に起因する粒界磁極の生成を原因とすると結論される。

磁化時の鋼板表面での磁極生成を考慮すると、 β 角を原因とする局所磁束密度の差が生じうるが、これまでの測定結果では、磁束分布は α 角の影響を受ける傾向が強く、通常の β 角の範囲では鋼板表面の磁極生成が磁束分布に及ぼす影響は小さいと考えられる。

以上述べた 180° 磁壁の異方性が十分強い系でのエネルギー評価による磁束分布の計算は、特に B_m が低い場合において実験結果とよく一致するが、 B_m が 1.7 T 程度に高まると 180° 磁壁移動のみによって磁束分布を説明できなくなる。励磁磁束密度が高い場合には、結晶粒界やエッジ部の磁極による静磁エネルギーの増加によって、 180° 磁区構造は異なる磁区構造に変化し、磁束は必ずしも [001] 方向に沿って流れなくなると考えられる^{5,6)}。

以上の双結晶珪素鋼板に関する解析結果から、多結晶の方向性電磁鋼板内部の磁束密度の変化も、同様に結晶粒界での静磁エネルギーの増加が原因であるといえる。多結晶体の内部に α 角の大きな結晶粒が孤立して存在する場合、結晶粒界で静磁エネルギーを増加させないために、この結晶粒を避けるように磁束が分布する。励磁磁束密度が高くなるに従い、磁壁の異方性に対して E_m の寄与が大きくなるため、磁束の流れは方向を変えやすくなり、磁化時の磁極生成量の大きい結晶粒界を避けて迂回する分布をとると考えられる。

4 結 言

電磁鋼板の局所領域の磁束密度を非破壊かつ簡便に測定する方法である探針法を、測定精度の実験的な評価および自動測定装置の開発により実用化した。開孔による磁束分布の変化がないという点で、探針法は探りコイル法よりも有利である。この探針法を用いて、方向性電磁鋼板 (多結晶、双結晶) 内部の磁束の流れ挙動を調査した結果、鋼板内部の不均一な磁束密度分布は、隣接する結晶粒間の α 角の差と結晶粒界の方向に起因する静磁エネルギーの増大を原因としていることを明らかにした。

今後、局所的な磁束の流れ挙動が鉄損、磁歪特性などに及ぼす影響を明らかにしていくことにより、今日以上に優れた方向性電磁鋼板の開発が可能となるものと期待される。

本研究で用いた探針法の導入にあたってご指導をいただいた福岡工業大学工学部電気工学科山口俊尚教授に深く感謝いたします。

参考文献

- 1) 佐々木堂、今村正明、鈴木康之：電気学会研究会資料、MAG-83、(1983)、54
- 2) E. Werner : Austrian Patent 191 015
- 3) 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 (1995)、50
- 4) 千田邦浩、石田昌義、佐藤圭司、小松原道郎、山口俊尚：電気学会マ
- グネティックス研究会資料、MAG-94、(1994)、71
- 5) 千田邦浩、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-95、(1995)、99
- 6) 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、(1996)、115