

電磁鋼板の補助磁区構造と磁区制御技術について

Supplementary Magnetic Domains and Magnetic Domain Control of Electrical Steel Sheets

新井 聡 新日本製鐵(株) 広畑技術研究部

S. Arai, Hirohata R&D Laboratory, Nippon Steel Corporation

Electrical steel sheets are widely used as magnetic cores for transformers and motors. The performance of these applications depends on the properties of electrical steel, such as core loss and magnetostrictive deformation. Magnetic domains in electrical steel have been researched extensively in order to improve these properties. Experimental and theoretical work on domains in electrical steel is reviewed in this paper, and the relations of these domains to the steel's magnetic properties are clarified. Two types of artificial-domain-refining techniques are also reviewed, and the mechanisms are explained.

Key words: electrical steel, silicon iron, magnetic domains, domain control, magnetostriction

1. はじめに

電磁鋼板は、変圧器や回転機の磁気回路としての効率を高めるための鉄心として用いられる。これらの電気機器は鉄心と誘導コイルからなるが、鉄心を通る総磁束量が多いほど容量を大きくできるので、機器を小型化するために鉄心材料の飽和磁束密度は高い方がよい。電気機器の鉄心に電磁鋼板が使われ続ける最も大きい理由は、電磁鋼板が高純度の Fe に数%の Si を含有させた材料であり、飽和磁束密度が 2 T 以上と高いことである。電磁鋼板の飽和磁束密度を超える材料は、パーメンジュール Fe-Co 合金や窒化鉄 Fe_{16}N_2 など、高価な特殊材料しかない。

電磁鋼板は、変圧器など静止器に用いられる方向性電磁鋼板¹⁾ (以下, GO: Grain Oriented Electrical Steel Sheet と称す) と、モータなど回転機に用いられる無方向性電磁鋼板²⁾ (NO: Non-Oriented Electrical Steel Sheet と称す) とに分けられる。GO は、その使われ方から一方向に特に磁化されやすいことが求められ、二次再結晶という冶金現象を用いて、磁化容易方向である $\langle 001 \rangle$ 軸を圧延方向に数度以内に揃える (鋼板面は $\{110\}$ に配向している) プロセスが工業的に実現されている。鋼板面から見た結晶粒の大きさは直径で 10 mm 以上にも達し、ほぼ単結晶である。

一方で、NO は磁化方向を回転しながら使用されるため、鋼板面の全方向に高い透磁率をもつことが求められ、

理想的には $\langle 001 \rangle$ 軸が鋼板面内に均等に分布した材料がよい。実際の材料は、10~100 μm 程度の結晶粒径をもつ多結晶であり、その方位は多少の配向性をもつ。

これらの鉄心は交流で磁化されるために、電磁誘導により鉄心内に誘導電流=渦電流が流れ、ジュール発熱によりエネルギー損失=鉄損が生じる。COP3 に代表される省エネルギー、 CO_2 排出削減の国際的な動きの中で、このエネルギー損失を極小化することが近年特に求められてきている。例えば日本全国の送配電に使われる変圧器の鉄心で損失されるエネルギーは 1 年間に約 100 億 kWh にも達し、これは熊本県全体の総電力消費量にほぼ匹敵する。もちろん回転機でも鉄損は発生する。エアコンなどの家電製品ではトップラナー方式が導入されて、1999 冷凍年度の最高効率機種 of エネルギー効率を、2004 冷凍年度に出荷する全製品の効率の加重平均が下回るようにするなど、省エネの法制化が進められてきている。鉄心素材としての電磁鋼板の開発は、Fe に Si を入れることにより著しい効果のあることがわかった 1900 年の Hadfield 鋼の発明以来、絶えることなく続けられてきた鉄損低減の歴史である。

さらに少し性格は異なるが、電磁鋼板の磁歪変形³⁾を抑えることも近年強く求められてきている^{4), 5)}。電磁鋼板は正の磁歪をもち⁶⁾、磁化された方向に伸びる性質がある。したがって、交流で磁化されると伸縮を繰り返し、接触する空気を振動させることにより音を発生する。変圧器の傍で聞こえるブーンという騒音は、この磁歪変形によるものが主である。近年のアメニティ重視の傾向や送電ロス低減のために都市部近傍に変圧器を設置する傾向から、電磁鋼板の磁歪低減に対する要望は強い。

以上述べてきた鉄損や磁歪変形といった特性は、材料の磁化過程によって決定され、その物理モデルの構築には素過程である磁区構造^{3), 7)} の変化挙動についての理解が必須である。計算科学の進歩により、鉄心構造での磁化特性、鉄損特性を、素材のマクロな磁気特性から精度よく予測することが可能になってきた⁸⁾。しかし、素材の金属学的性質である結晶方位、結晶粒径などと物理的性質である鉄損、磁歪変形を結びつけるものとしての磁区構造の研究は、素材開発の指針を示すことができ、その重要性が失わ

れたわけではない。

2. 鋼板の磁区構造

2.1 方向性電磁鋼板 (GO) の磁区構造

GO は圧延面が $\{110\}$ 方向に、圧延方向が $\langle 001 \rangle$ 方向に配向した ($\{110\} \langle 001 \rangle$: Goss 方位と呼ぶ)、厚み 0.23~0.35 mm の薄鋼板である。圧延面から見た結晶粒径は数 mm 以上の直径があり、ほとんど単結晶と考えて良い。方向性電磁鋼板の基本成分は 3% 程度の Si を含有する Fe であり、 $\langle 100 \rangle$ 軸方向を磁化容易軸とする立方対称の結晶磁気異方性をもつ。Fe の結晶磁気異方性定数は $K_{c1} \sim 3.6 \times 10^4$ [J/m³] と大きいので⁹⁾、容易軸からの磁化回転による初期帯磁率 $\chi_a = I_s^2 \sin^2 \theta / 2K_{c1}$ は³⁾ (I_s は飽和磁化、 θ は磁化容易軸と外部磁場のなす角)、 $\theta = 10^\circ$ のとき $\chi_a = 1.7 \times 10^{-6}$ 、 $\theta = 90^\circ$ のときでも $\chi_a = 5.7 \times 10^{-5}$ と小さく、磁化は基本的に $\langle 100 \rangle$ 軸方向を向くと考えてよい。

磁化容易軸が表面と平行でないときは、表面からの漏れ磁束が多くなり静磁エネルギーが大きくなるので、磁区に分かれて静磁エネルギーを小さくする構造をとる。理想的な GO の場合、圧延面と並行で圧延方向を向いた $\langle 100 \rangle$ 軸があり、この方向に磁化すれば面積の大きい圧延面からの漏れ磁束はなくなる。しかし、実際の材料では $\langle 100 \rangle$ 軸の圧延面からの傾き (Fig. 2 の β , 潜り角と呼ぶ) があるために、圧延面からの漏れ磁束は 0 とならず、結果として Fig. 2 に示すような、縞状の磁区構造 (主磁区と呼ぶ) をとる。隣接する主磁区の表面磁極は符号が逆になっているので、漏れ磁束はそれぞれ隣接する磁区に流れ込むことになり、静磁エネルギーが減少する構造になっている。

これら主磁区は、境界面で磁化の方向が 180° 変化する 180° 磁壁で区分されている。 180° 磁壁は固有の界面エネルギー (磁壁エネルギー) をもっているので、静磁エネルギーとのバランスで全エネルギーを極小化するように主磁区幅が決定する。潜り角 β が大きいほど表面磁極密度が大きくなり、主磁区幅は小さくなる¹⁰⁾。後述するように、鉄損は主磁区幅と比例関係があり、狭いほど鉄損が小さい。

GO では、主磁区以外に表面磁極による静磁エネルギーを減少させる磁区の構造として、ランセットと呼ばれる補助磁区構造がある。ランセットは Fig. 3 に示す構造をもち、主磁区と逆方向の磁化成分をもつ上下の表面磁区を下部構造が連結する形をとる^{11), 12)}。この下部構造の磁化は表面と 45° 方向をなす $\langle 100 \rangle$ 軸方向を向いており、主磁区、表面磁区とは境界面で 90° 磁化方向が変化する 90° 磁壁で区分されている。ランセットが現れると、静磁エネルギーが減少するので、主磁区幅が大きくなり鉄損が増大する。ランセット自体も主磁区の 180° 磁壁の移動を妨げるので鉄損を増加させる。鉄損を低減するためにはランセットは少ない方がよい。

潜り角 β が変化したときのランセット型磁区の量は、下

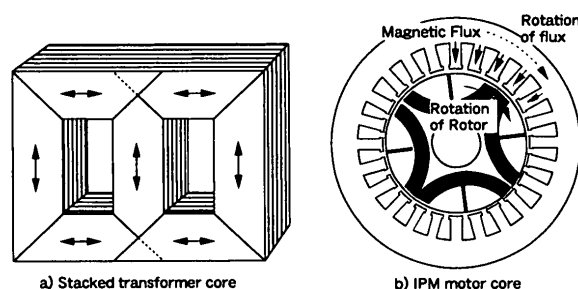


Fig. 1 Applications of electrical steel sheets.

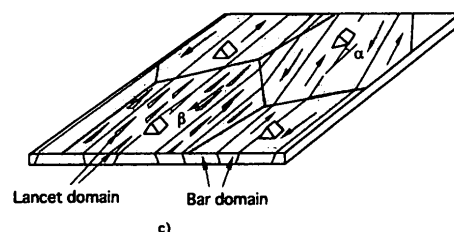


Fig. 2 Magnetic domains in grain-oriented electrical steel sheets. (a) CGO material; $B_8 = 1.85$ T, (b) Hi-B material; $B_8 = 1.92$ T, and (c) schematic description of basic bar domains and lancet supplementary domains.

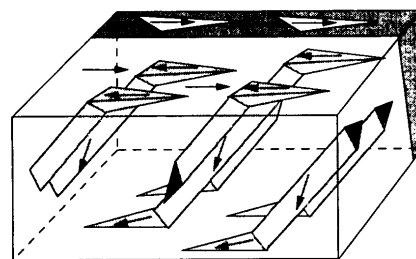


Fig. 3 Model of the subsurface structures of lancet domains in $(110)[001]$ -textured Si-Fe.

部構造をシンプルな一体の板状と仮定すれば計算できる¹³⁾。Fig. 4 にその計算結果を示すように、潜り角が臨界値以下のときはランセットを生成することによる磁壁エネルギー増加が静磁エネルギーの減少を上回りランセットが現れない。また臨界値以上では潜り角が増加するにつれてランセット量が増える¹⁰⁾。したがって結晶方位を理想的な $\{110\} \langle 001 \rangle$ 方位に近づければランセットの量は減少する。理論的には臨界値より少し小さい潜り角 β のときに主磁区幅が小さくかつランセットがなくなり鉄損は最小になる¹⁰⁾。

これらの磁区構造のほか、GO では、試料端部や表面の凹凸、結晶粒界、介在物などの磁束の流れが不連続になる界面で Fig. 5 に示すさまざまな補助磁区構造が出現する。これらは複雑な形をしているが、やはり境界面での漏れ磁束による静磁エネルギーと磁壁エネルギーの総和 (厳密には磁歪による伸びの不整合によるエネルギーも含む) を最小にする構造になっている。Fig. 5 の a), b) の補助磁区は磁化が環流して表面/粒界などの界面に磁極を生じない構

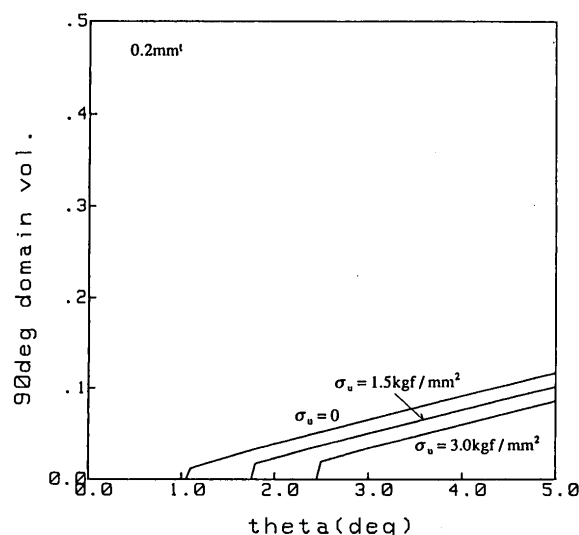


Fig. 4 Calculated subsurface domain volume of lancet combs in (110)[001]-textured Si-Fe.

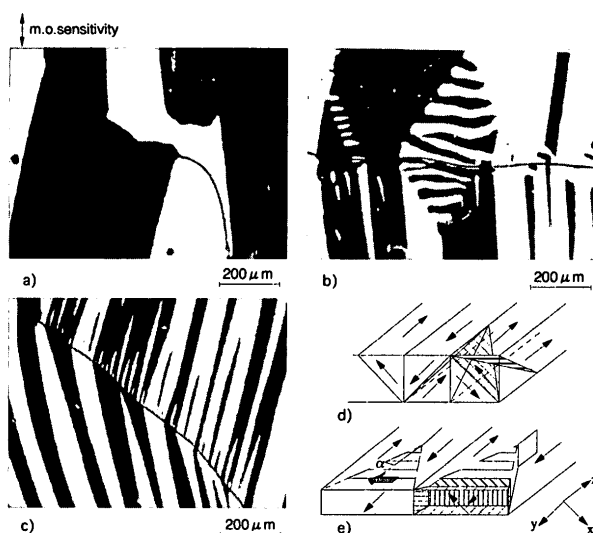


Fig. 5 Supplementary domains at grain boundaries of grain-oriented electrical steel. (a) Closure by interior traverse domains as described in (d), (b) quasi-closure domains as outlined in (e), and (c) dagger-shaped compensating domains.

造である。したがって、静磁エネルギーは0であるが、磁壁エネルギーが大きい。一方、c)のスパイク型の補助磁区では、静磁エネルギーの減少は完全ではないが、磁壁エネルギーはそれほど大きくない。

以上のように静磁エネルギーと磁壁エネルギーのバランスによって生じた磁区に、外部磁場が加わると磁化と磁場の角度に応じたトルクが発生しエネルギー状態が変化する。またFeは正の磁歪定数 λ_{100} をもつので、磁化された $\langle 100 \rangle$ 軸方向に伸びているし、逆に、張力を与えられた $\langle 100 \rangle$ 軸方向の磁化の磁気弾性エネルギーは下がり、圧縮力を与えられた場合は高まる(磁歪の逆効果)。こうした外部影響によって磁区のエネルギー状態は変化し新しい平衡状態に移る。

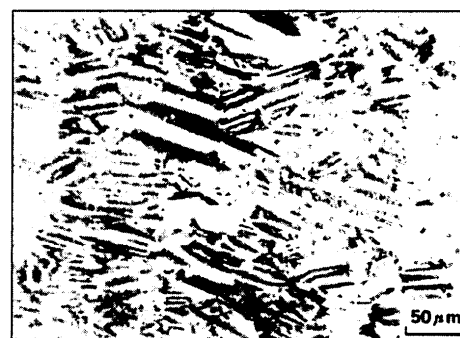


Fig. 6 Domains in a non-oriented electrical steel sheet. (Courtesy of T. Kubota, Nippon Steel Corp.)

以上をまとめると、磁区の総エネルギー(主磁区と補助磁区)は以下の式で表される:

$$E \text{ (磁区エネルギー)} = E_d \text{ (静磁エネルギー)} + E_w \text{ (磁壁エネルギー)} + E_{me} \text{ (磁気弾性エネルギー)} + E_H \text{ (外部磁場エネルギー)}$$

2.2 NOの磁区構造

NOの磁区は、以上述べてきたGOの磁区と比べて、多様であり鋼板表面ではかなり複雑に見える。“無方向性”といっても多少の結晶方位配向性があるが、GOのようにすべての結晶粒で一つの $\langle 100 \rangle$ 軸が鋼板面から数度以内にあるわけではなく、表面磁極による静磁エネルギーは大部分の結晶粒でGOの場合より数オーダ高くなる。したがって、この静磁エネルギーを減ずるために、より細かい磁区に分かれることになる。しかし全板厚を通じて $10 \mu\text{m}$ オーダの幅の細かい磁区に分割すると大きな磁壁エネルギーの負担が必要であるため、鋼板内部では、より単純な主磁区に分割されていると考えられる。

NOの磁区観察の報告例は、いくつか見られるものの^{7), 14)~16)}、個々の結晶粒および鋼種に依って大きく異なり、内部構造まで含めた系統的なモデルは提案されていない。この点に関しては、結晶方位のわかった単結晶での磁区から内部構造モデルを推定していくべきであろう。

一例として、Fig. 7に $\{100\}$ 面から $\sim 5^\circ$ 傾いた鋼板表面での磁区と、Fig. 8にその構造モデルを示す¹⁷⁾。GOの場合と異なり、二つの $\langle 100 \rangle$ 軸方向のどちらに磁化しても表面磁極密度が同等になるので、これら方向の磁化をもつ磁区を組み合わせた複雑な構造になっている。表面磁区は数十 μm の厚みで、板厚中心部分は単純な主磁区構造をなすと考えられる。したがって、磁化は主にこの主磁区の磁壁移動によって生じる。表面磁区は主磁区の磁壁が移動するときに生成/消滅し、また形を変えるので、磁壁移動の抑制力として磁気特性と関係する。

$\langle 100 \rangle$ 軸がさらに大きく鋼板面から傾いた場合は、Fig. 9に示す $\{111\}$ 表面での磁区のように、その内部構造が容易には推定できなくなる¹⁸⁾。 $\{111\}$ 表面の場合には、三つの $\langle 100 \rangle$ 軸が表面と同じ角度をなすので、これら方向の磁

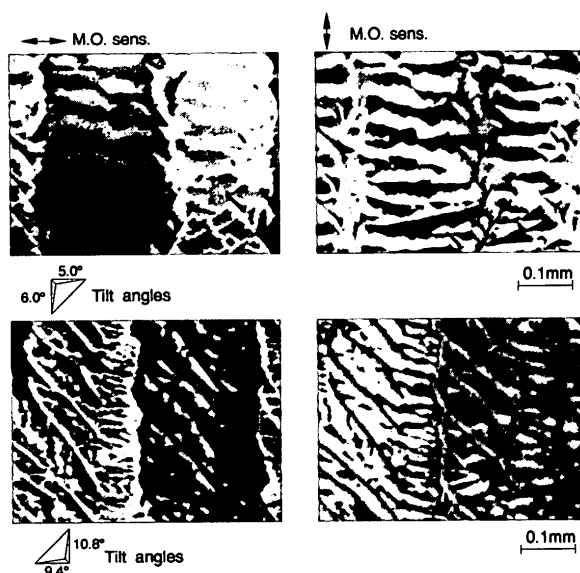


Fig. 7 Surface domain patterns in near-(100) Si-Fe surfaces obtained by the Kerr effect. Arrows show the direction of magneto-optical.

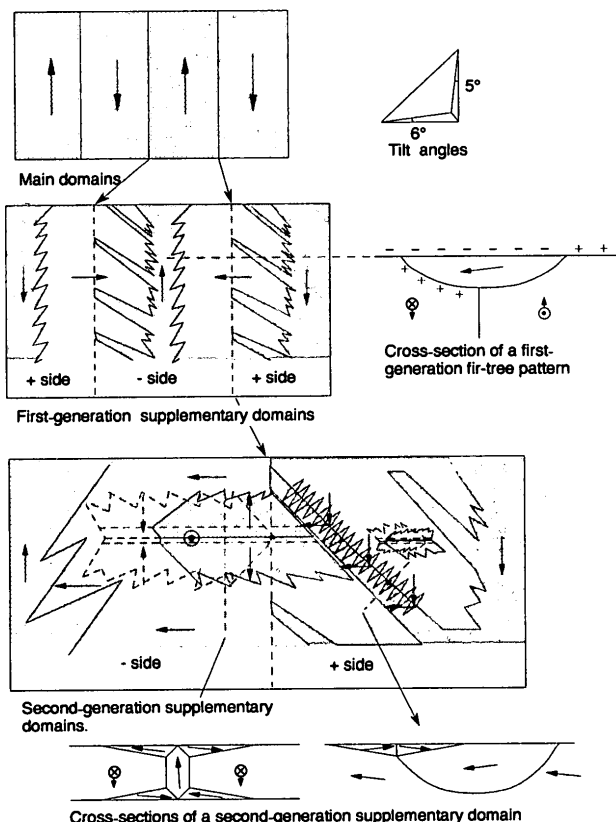


Fig. 8 Model of supplementary domains in a near-(100) surface of Si-Fe.

化をもつ磁区を組み合わせたさらに複雑な表面磁区構造となる。このように表面磁区構造は細分化された複雑な構造であるが、表面磁区の様子からマクロな構造が見てとれ、体積の大部分を占める下部ではより単純な主磁区構造をとっていることが示唆される。推定される主磁区のモデルを Fig. 10 に示す。

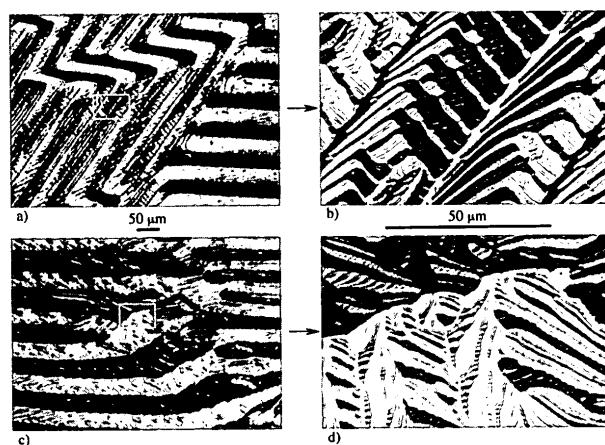


Fig. 9 Domain patterns in a (111)-surface of Si-Fe. (Figure 5-38 of ref. 7.)

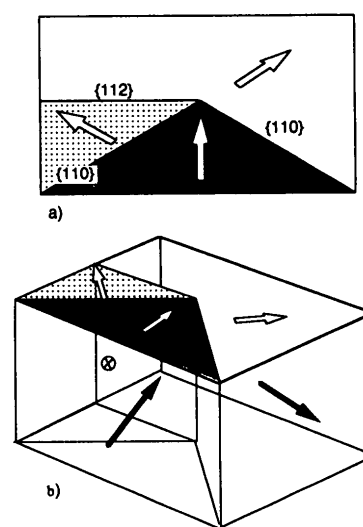


Fig. 10 Model of basic domains in (111)-oriented Si-Fe sheets.

また NO では隣接粒間の方位差も大きく、磁極による静磁エネルギーを減少させるために粒界にも補助磁区が出現する。上に述べたように、NO の表面磁区自体が複雑な形態をとるので、結晶粒界に現れる補助磁区について系統的な解釈を加えることはさらに困難である。

3. 鉄損と磁区構造の関係—磁区制御技術—

GO は変圧器などの静止器の鉄心として主に用いられ、一般には正弦波交流で磁化される。このとき、GO 内では主磁区の境界である 180° 磁壁が往復運動することによって、交流磁化される。磁化の変化する部分は磁壁の近傍だけになり、この部分に誘導起電力が発生し、渦電流が集中して流れる¹⁹⁾ (Fig. 11)。この渦電流によって、渦電流損と呼ばれるエネルギー損失が発生する。その大きさは(渦電流)²・(固有抵抗)となるが、渦電流は(誘導起電力)/(固有抵抗)に比例し、誘導起電力は磁化の変化速度=磁壁の移動速度に比例して大きくなるので、(磁壁移動速度)²/(固有抵抗)に比例することになる。電磁鋼板に Si を添加

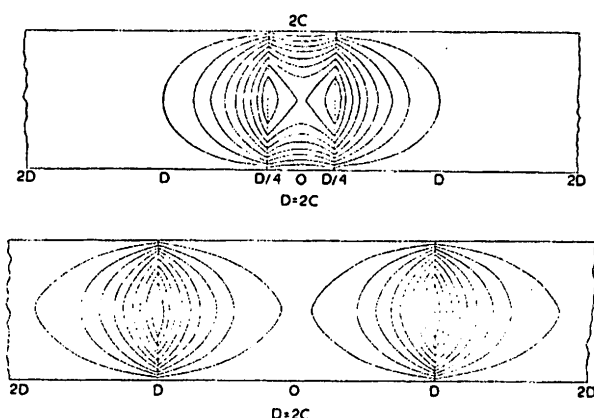


Fig. 11 Eddy currents around 180-degree domain walls in grain-oriented electrical steel sheets.¹⁹⁾

するのは固有抵抗を上げ、渦電流損を抑えるためである。

磁壁移動速度は励磁周波数に比例して速くなるので、渦電流損は周波数の2乗に比例して大きくなる。また同じ励磁周波数であれば、磁壁の数 N が多いほど、それぞれの磁壁移動速度は $1/N$ に比例して小さくなり、同時に渦電流の発生する箇所は N に比例して増えるので、トータルの渦電流損は $1/N$ に比例することになり、主磁区の幅に比例して小さくなることになる^{20), 21)}。まとめると：

$W_e \propto v^2 / \rho \propto f^2 L / \rho$ (W_e : 渦電流損, v : 磁壁移動速度,
 f : 励磁周波数, L : 主磁区幅, ρ : 固有抵抗)

GOには積層して使用するときの層間絶縁を保つために、表面に数 μm 以下の厚みのコーティングを施してあるが、高温でコーティングを焼き付けることにより、コーティングと鋼板の熱膨張係数差を利用して鋼板に100 MPa程度の面張力が付与される。ランセット型の補助磁区は、表面と 45° 方向の $\langle 100 \rangle$ 軸磁化成分をもつので、磁化方向への張力成分が、主磁区のそれと比べて小さく、2.1節で述べた面張力による磁気弾性エネルギーの下がり方が小さい。したがって、コーティングによる面張力により、ランセットは不安定になり出現が抑制され、ランセットによる静磁エネルギーの減少がない分だけ主磁区の幅が小さくなり鉄損は低くなる²²⁾。この張力コーティングの効果は後述する磁歪変形の抑制にも効果がある。

張力コーティングも磁区制御（細分化）と呼ばれる技術の一種といえるが、人工的な処理により安定的に磁区制御を施すことが可能である。実際の工業製品では、①レーザやプラズマで線状に残留歪を加えたり（歪導入型）、②歯車型の圧延ロールやエッチングにより線状に溝を加工し（溝導入型）主磁区の幅を細分化している。以下にこれらの方法によりどのように主磁区が細分化されるかについて説明しよう。

最初に、①の歪導入型の磁区細分化について説明する。Feは正の磁歪定数 λ_{100} をもつので、引張応力のかかった $\langle 100 \rangle$ 方向に磁化することを述べた。レーザなどを照射すると加熱冷却による熱歪と衝撃圧により残留歪が生じ

る^{23), 24)}。どのような残留歪が発生するかについては、いくつかの報告があるが^{25), 26)}、いずれにしても照射線に沿って Fig. 12 に示すような主磁区の磁化を環流する型の補助磁区が発生する。この環流磁区は照射面と反対の面まで貫通していることが観察されている。これらの補助磁区は、Fig. 13(a) に示すような多くの磁壁によって区分された細かい構造をもつため、高エネルギー構造となっている。したがって、Fig. 13(b) から (c) に主磁区の幅を細分化することによって、主磁区の数が増えその磁壁エネルギーは高くなるものの、高エネルギー補助磁区の体積を減少させるものと推定される。これが歪導入型の磁区細分化機構である。

次に②の溝導入型の磁区細分化^{27), 28)} について説明する。Fig. 14 に示すように、主磁区の磁化と直交するように表面に溝を形成すると溝の直交面に表面磁極が生じる。この表面磁極から漏れ磁束が発生し、静磁エネルギーが増大する。主磁区を細分化し、隣接する主磁区からの逆符号をもつ表面磁極に漏れ磁束を戻すことにより静磁エネルギーは減少できる。これが溝導入型の磁区細分化の機構である。

ただし、実際の溝面では主磁壁の部分に環流型の磁区が生じ一部の表面磁極を打ち消すような構造になっていると考えられる。Fig. 15 に磁性コロイド粒子を用いて漏れ磁束を視覚化したピッター法による溝近傍の磁区構造を示す。垂直磁場をかけると磁区のコントラストが観察でき、

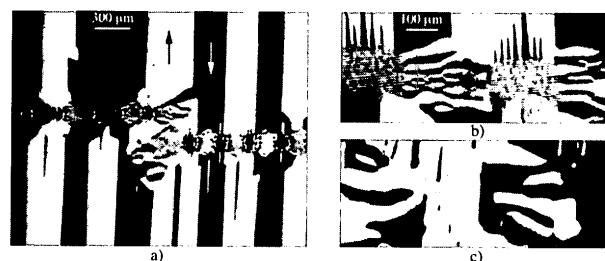


Fig. 12 Domain patterns along laser-irradiated lines in domain-refined electrical steel sheets. (Figure 6-2 of ref. 7.)

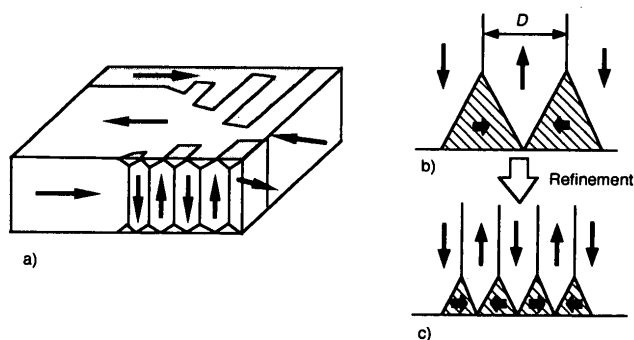


Fig. 13 (a) Model of closure-type domains along stressed regions and (b), (c) schematic descriptions of the "residual-strain-type" domain refining mechanism.

垂直磁場をかけないと漏れ磁束の分布（したがって磁壁の位置もわかる）がわかる。溝面からの漏れ磁束は、主磁区の中心部分から生じ主磁壁の近傍からは生じていないことがわかる。主磁区の終点から完全に漏れ磁束が発生すると仮定した計算では主磁区の幅を小さめに見積もられるとの報告があるが²⁹⁾、実際の GO では環流磁区が発生し一部の漏れ磁束が打ち消されているためである可能性がある。

溝導入型の磁区細分化において、主磁区幅をより細分化するためには環流型の補助磁区の発生を抑えて溝面での磁極を増加させてやればよい。ランセットと同じく、この補助磁区も主磁区の磁化と直交する磁化成分をもつので、コーティングなどによる張力により発生を抑制できる。溝導入型の磁区細分化においては、高張力被膜との組み合わせが不可欠となる。歪導入型の磁区細分化では、その原理からしても原則的には張力コーティングは必要としない。ただし、前述したランセット型の補助磁区を抑制し、鉄損を向上させるために、結晶方位の集積度に応じた張力皮膜が必要となる。

4. 磁歪と磁区構造の関係

2.1 節で述べたように、電磁鋼板では結晶磁気異方性が十分に強く、磁化はそれぞれの磁区で $\langle 100 \rangle$ 方向を向いている。Fe-3%Si は正の磁歪定数 λ_{100} をもつので、磁化方向に $3/2 \cdot \lambda_{100} \cong 35 \times 10^{-6}$ だけ伸びていることになる。GO

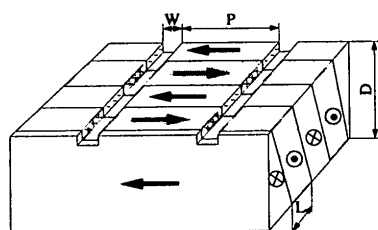


Fig. 14 Schematic illustration of the "groove-type" domain-refining method.

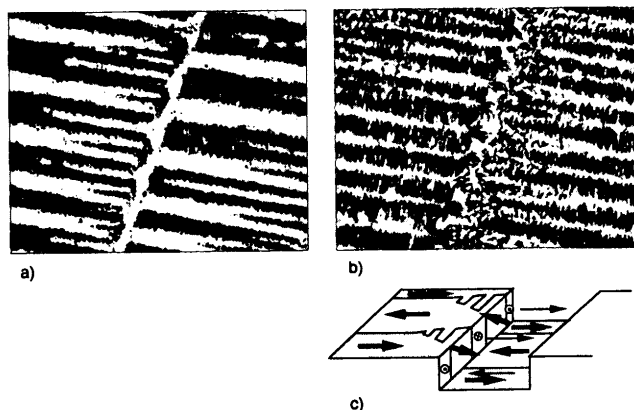


Fig. 15 (a) Domain patterns and (b) leakage flux patterns around a groove observed by the magnetic colloid technique. (c) Possible domain model near a groove.

が利用される静止器では、圧延方向に交流で磁化される。その際、磁化過程では最初に主磁区の 180° 磁壁移動によって磁化が進行するが、磁化の向きが 180° 変化しても磁歪による伸びは変化せず、したがって理想的な結晶方位をもつ GO 材では磁歪による伸び縮みは生じない³⁰⁾。

一方、結晶方位が完全に $\{110\}\langle 001 \rangle$ に揃っていない場合には 2.1 節で述べたランセット型の補助磁区が発生する。この補助磁区の下部構造は圧延方向と直角方向に鋼板面とは 45° をなす。したがって圧延方向には伸びておらず圧延直角方向には $3/2 \sqrt{2} \cdot \lambda_{100} \cong 24 \times 10^{-6}$ だけ伸びている。励磁力が高くなり主磁区の幅が不均衡になると、表面磁極により静磁エネルギーが増加し、その増加分を補うためにランセットが増加する。さらに励磁力を上げていき主磁区が合体すると（通常の GO で磁束密度 1.7~1.8 T ぐらい）、それ以上の静磁エネルギーの増加はないので、外部磁場との相互作用で今度はランセットが減少していく。したがって磁化していくのに伴い圧延方向にはいったん縮んだ後に伸びる^{31)~33)}。この過程を示したのが Fig. 16 である。

Fig. 16 の横軸には励磁状態を示す磁束密度を、縦軸には GO 材の圧延方向への伸びをプロットしてあるが（バタ

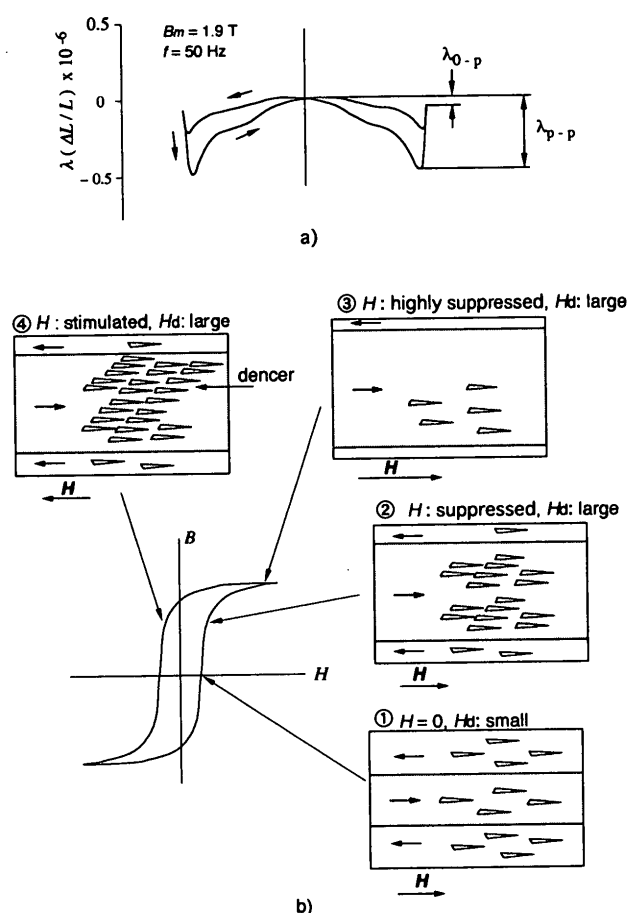


Fig. 16 (a) Magnetostrictive elongation and magnetization relation, also known as a "butterfly" curve. (b) Model for magnetostrictive deformation and domains.

フライカーブと呼ばれる), 同じ励磁状態でも二つの伸びの状態がありヒステリシスを描くことがわかる。これは外部磁場の向きや強さが異なり, 例えば, ②ではランセットの発生が抑制されるが, ④では逆にランセットの発生が助長されるからである。このために伸びの状態が変化し, バタフライカーブにヒステリシスが生じる。つまりは $B-H$ カーブのヒステリシスを反映していることになる。

2節で述べたようにランセットの量は $\langle 100 \rangle$ 軸の潜り角が大きくなると増えるから, 通称 $Hi-B^{34), 35)}$ と呼ばれる結晶方位のよく揃った GO 材の方が, CGO (Conventional Grain Oriented)^{36), 37)} と呼ばれる一般材よりも磁歪による変形が少ない。低騒音変圧器には高磁束密度 GO 材が適している。

例えば鋼板に局所的な残留歪が残っている場合にも, ランセット型以外の同様に主磁区磁化と 90° 方向磁化の下部構造をもつ補助磁区が発生する。前節で述べた歪導入型の磁区制御の場合には, 歪導入線に沿って補助磁区が生じる。この補助磁区は還流型の構造をしており, 主磁区の磁化を還流しているから, 磁化が進行するに従い消滅する。したがって磁化されるのに伴い圧延方向に伸びる。この現象と前述の励磁に伴うランセットの増加による収縮が相殺しあい, 適切な歪導入条件を選べば磁歪による伸縮を抑制することができる。例えばレーザの照射エネルギーを変化させて前述の還流型補助磁区の導入量を変化させ, 磁歪変形量をコントロールできることが報告されている³⁵⁾。

6. ま と め

電磁鋼板の補助磁区の構造と, それが鉄損, 磁歪変形といった電磁鋼板の主要な特性と不可分であることを述べてきた。主磁区に比べて見逃されがちな微細な構造であるが, 主磁区との相互作用を媒介にして材料全体の磁気特性に大きく影響を及ぼしている。補助磁区構造の制御を通じて電磁鋼板の特性が向上していくことを期待する。

参考文献

- 菅 洋三: 第 155・156 回西山記念講座「軟磁性材料の最近の進歩」, pp. 109-149 (日本鉄鋼協会編, 1995).
- 小原 隆史: 同上, pp. 151-196.
- 近角 聡信: 「強磁性体の物理」(下) (裳華房, 1984).
- 堀 康郎ほか: 日本 AEM 学会誌, 8(3), 357 (2000).
- E. Reiplinger: *JMMM*, 21, 257 (1980).
- E. Tatsumoto and T. Okamoto: *J. Phys. Soc. Jpn.*, 14, 1588 (1959).
- A. Hubert and R. Schaefer: "Magnetic Domains" (Springer-Verlag, 1998), ISBN3-540-64108-4.
- G. Bertotti: "Hysteresis in Magnetism" (Academic Press, 1998), ISBN0-12-093270-9.
- L. P. Tarasov: *Phys. Rev.*, 56, 1231 (1939).
- T. Nozawa, T. Yamamoto, Y. Matsuo, and Y. Ohya: *IEEE Trans. Mag.*, 14(4), 252 (1978).
- A. Hubert, W. Heinicke, and J. Kranz: *Z. Angew. Phys.*, 19, 521 (1965).

- Y. S. Shur and Y. N. Dragoshanskii: *Phys. Met. Metall.*, 22(5), 57 (1966).
- N. Baer, A. Hubert, and W. Jillek: *JMMM*, 6, 242 (1977).
- K. Matsumura and B. Fukuda: *IEEE Trans. Magn.*, 20(5), 1533-1538 (1984).
- 永井光一, 本田 崇, 山崎二郎, 開道 力: 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-97-171, 7-11 (1999).
- 開道 力, 溝上雅人, 藤倉昌浩, 永井光一, 本田 崇, 山崎二郎: 日本応用磁気学会誌, 24, 819-822 (2000).
- 新井 聡, A. Hubert: 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-96-235-248, 39-47 (1996).
- R. Schaefer and A. Hubert: *Phys. Stat. Sol. (a)*, 118, 271-288 (1990).
- P. D. Agarwal and L. Rabins: *J. Appl. Phys.*, 31, 246S (1960).
- H. J. Williams, W. Shockley, and C. Kittel: *Phys. Rev.*, 80, 1090-1094 (1950).
- R. H. Pry and C. P. Bean: *J. Appl. Phys.*, 29, 532-533 (1958).
- T. Yamamoto and T. Nozawa: *J. Appl. Phys.*, 41, 2981 (1970).
- T. Iuchi, S. Yamaguchi, T. Ichiyama, M. Nakamura, T. Ishimoto, and K. Kuroki: *J. Appl. Phys.*, 53, 2410 (1982).
- B. Fukuda, K. Sato, T. Sugiyama, A. Honda, and Y. Ito: *Proc. ASM Conf. Hard and Soft Mag. Mat.*, 8710-008 (1987).
- 中村元治: 大阪大学博士論文 (1986).
- X. Huimin, S. Kishimoto, L. Jindong, Z. Daqing, D. Fulong, and N. Shinya: *Mater. Sci. Res. Int.*, 5(4), 291-295 (1999).
- H. Kobayashi, K. Kuroki, E. Sasaki, M. Iwasaki, and N. Takahashi: *Physica Scripta*, T24, 36 (1988).
- 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, 19-21 (1992).
- 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, 809-813 (1994).
- 藤倉昌浩, 溝上雅人, 増井浩昭, 松尾征夫, 飯本政男, 久保田猛: 日本応用磁気学会誌, 22, 166-171 (1998).
- D. Kueppers, J. Kranz, and A. Hubert: *J. Appl. Phys.*, 39, 608-609 (1968).
- P. Allia, A. Ferro-Milone, G. Montalenti, G. P. Soardo, and F. Vinai: *IEEE Trans. Mag.*, 14(5), 362-364 (1978).
- M. Imamura, T. Sasaki, and A. Saito: *IEEE Trans. Magn.*, 17(5), 2479-2485 (1981).
- N. P. Goss: *Trans. ASM*, 23, 511 (1935).
- M. F. Littmann: *JMMM*, 26, 1 (1982).
- S. Taguchi and A. Sakakura: US Patent 3287183 (1966).
- 田口 悟, 坂倉 昭: 鉄と鋼, 62, 905 (1976).
- 藤倉昌浩, 新井 聡, 久保田 猛: 日本応用磁気学会誌, 25, 895-898 (2001).

(2001 年 8 月 31 日受理)



新井 聡 あらい さとし

昭 59 東北大学大学院理学研究科修士課程修了, 同年 新日本製鐵(株)に入社, 第三技術研究所, 平 10 広畑技術研究部。電磁鋼板の研究に従事, 途中平 4~6 ドイツ・エアランゲン大学に留学, 現在に至る。