



方向性珪素鋼板の磁区構造とその制御

市山 正*

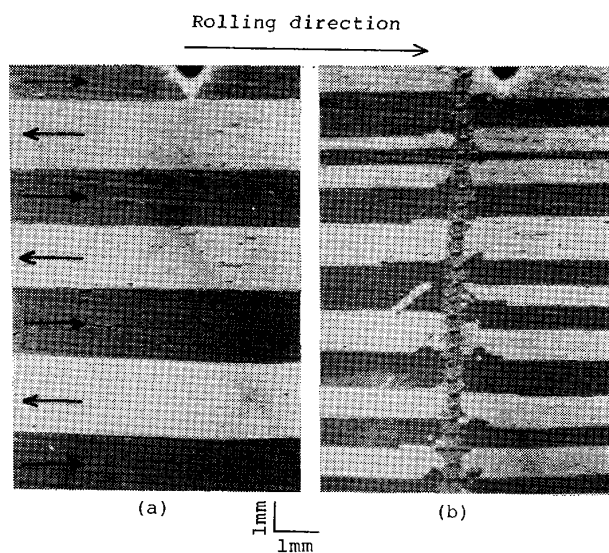
Structure and Control of Magnetic Domain in Grain-oriented Silicon Steel

Tadashi ICHIYAMA

1. 磁区構造

鉄や珪素鋼のように磁石に容易に吸いつく物質を強磁性体と呼ぶが、この強磁性体は磁区 (Magnetic domain) と呼ばれる小さい磁石の集合体である。Photo. 1 (a) は方向性珪素鋼板の圧延面を走査型電子顕微鏡 JSEM-200 を使用し、背面散乱電子によつて観察したものである¹⁾²⁾。この写真において、圧延方向に平行な白黒部分が交互に配列しているが、この白い部分あるいは黒い部分がそれぞれ磁区である。磁区間のこのコントラストは背面散乱電子の量が磁化の方向によつて異なるために形成されるものである。白い部分と黒い部分の境界、すなわち磁区の境界を磁壁 (Magnetic domain wall) と呼ぶ。このように磁区が平行に配列した、換言すれば磁壁が平行に配列した構造が方向性珪素鋼板の主たるそして特徴的な磁区構造である。磁化の方向は磁区内ではどの

位置においても同じであり、磁区ごとに違っているのが普通であるが、方向性珪素鋼板の場合、磁区の磁化方向 (Photo. 1 (a) において矢印で示す) は黒い磁区においては圧延方向に平行であるが、白い磁区においては逆方向である。したがつて、白い磁区の体積の総計が黒い磁区の体積の総計と等しければ、磁化が相互に打ち消し合つて全体としては無磁化、すなわち消磁の状態である。隣接磁区の磁化方向が相互に逆、すなわち 180° 違っている場合、この磁壁を 180° 磁壁と呼ぶ。Photo. 1 (a) は典型的な 180° 磁壁を示すものである。鉄や珪素鋼のように <100> 軸を磁化容易軸とする結晶においては、隣接する磁区の磁化方向が 90° 違う場合があり、この磁壁を 90° 磁壁と呼ぶ。磁壁は結晶粒界のように表面エネルギーや厚さを持っている。NÉEL³⁾ および LILLEY⁴⁾ は磁壁エネルギーの結晶学的方位依存性を示す理論式を導いた。これによると、180° 磁壁の場合、磁壁エネルギー密度は {100} 面上において最小である。Table 1 は LILLEY によつて計算された磁壁のエネルギー密度および厚さを示す。磁壁は結晶粒界と同様に全表面エネルギー = (磁壁のエネルギー密度 × 面積) が最小となる位置をとろうとするものであるから、180° 磁壁は {100} 面上に位置するとは限らない。またこの磁壁エネルギーのために、磁壁の数は無限には増加し得ない。方向性珪素鋼板の場合、GRAHAM ら⁵⁾ の理論計算によれば、180° 磁壁は圧延面から 58° 傾斜した面が最小エネルギー位置となり安定である。GRAHAM ら⁵⁾ はまた、試片上下面における 180° 磁壁の位置から磁壁面の傾斜を計算し、



(a) before laser-scanning (b) after laser-scanning
 ϕ : Tilt angle of [001] direction of grain from sheet plane.
 Photo. 1. Domain structure in a grain with $\phi = 0^\circ$ in the 60Hz demagnetized state.

Table 1. Densities of surface energy and thicknesses of domain walls in iron.

Domain wall		Density of wall energy (J/m ²)	Wall thickness (Å)
Type	Plane		
180°	(001)	1.24 × 10 ⁻³	1410
180°	(110)	1.71 "	728
90°	(001)	0.62 "	408
90°	(110)	1.07 "	516
90°	(111)	0.74 "	408

昭和 58 年 1 月 17 日受付 (Received Jan. 17, 1983) (依頼解説)

* 日本金属(株)技術研究所 工博 (Technical Research Center, Nippon Kinzoku Co., Ltd., 4-10-1 Funato Itabashi-ku 174)

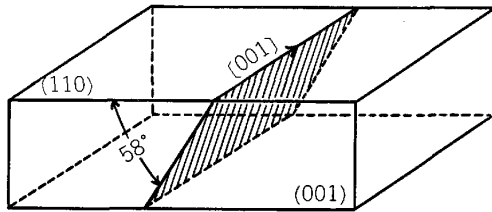
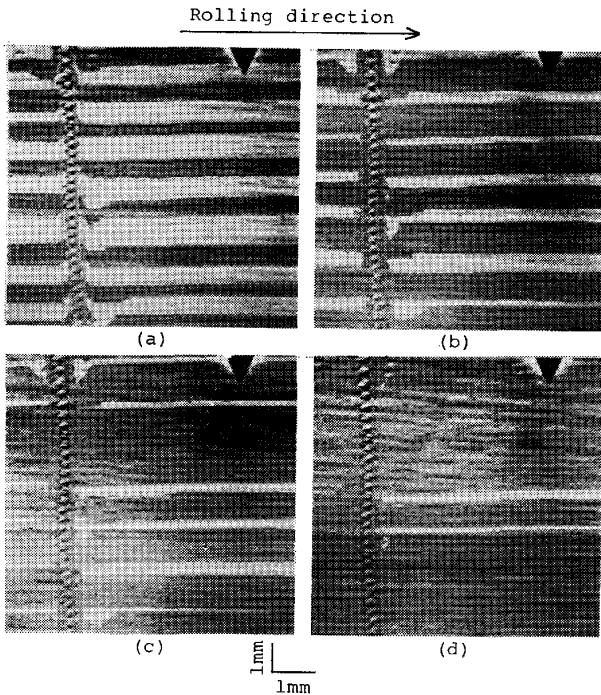


Fig. 1. 180° domain wall in (110) [001] crystal. The shaded plane is a 180° domain wall.



In (a) grain is demagnetized using 60Hz applied field. In (b) to (d) field has been applied parallel to rolling direction, increasing in size from (b) to (d).

Photo. 2. Domain structure during dc magnetization in (110) [001] grain.

前述の理論値とほぼ一致することを認めている。Fig. 1は方向性珪素鋼板における 180° 磁壁の安定位置を図示したものである。この安定な磁壁は、圧延方向に張力が作用すると、その傾きを増大し圧延面に垂直になろうとすることが指摘されている⁵⁾。

さて、消磁状態にある方向性珪素鋼板をその圧延方向へ磁化させる時における磁区構造の変化を示そう。Photo. 2は消磁状態からの磁化過程を示す一連の走査型電子顕微鏡写真である。Photo. 2(a)は消磁状態であり、前述したように、黒い部分すなわち圧延方向へ磁化した磁区の面積(あるいは体積)の総計と白い部分すなわち圧延方向とは逆方向へ磁化した磁区の面積(あるいは体積)の総計とは等しく、その結果圧延方向への磁化の強さと逆圧延方向への磁化の強さとが等しくなり、相互に打ち消し合っている。この状態の試片にその圧延方向へ磁場を作用させると、磁区構造は磁場の強さの増加と

ともに順次 Photo. 2 (b), (c), (d) に示すごとく変化する。これらの写真において左側に一本の点状縦線が認められるが、これらは後に説明するレーザー走査こん跡である。写真から磁壁は磁場の強さが増加するとともに圧延方向に垂直な方向へ移動して黒い部分、すなわち圧延方向へ磁化した磁区が大きくなり、一方逆方向へ磁化した磁区(白い部分)は食われて小さくなるのがわかる。この結果試片全体としては圧延方向へ磁化されることになる。ほぼ黒一色におおわれている Photo. 2 (d)は飽和磁化に近い状態を示す。この飽和状態から磁場の強さを順次低減し、さらに逆方向へ磁場の強さを増加させると、磁区構造は Photo. 2において順次(d)→(c)→(b)→(a)へと変化する。今度は白い部分すなわち逆圧延方向へ磁化した磁区が大きくなり、最後には白一色におおわれる。すなわち逆圧延方向へ飽和磁化した状態に達する。このような磁区の周期的変化が交流磁場においては、それに連動して起こるのである。すなわち 180° 磁壁は交流磁場の周波数に対応して圧延方向に垂直に振動するのである。

磁区構造は結晶方位のわずかな違いによつて異なってくる。すなわち磁区構造は結晶の [001] 方向が圧延面となす角度φに主として依存している⁶⁾。Photo. 1(a)に見られるごとき平行な 180° 磁壁のみを示す結晶粒

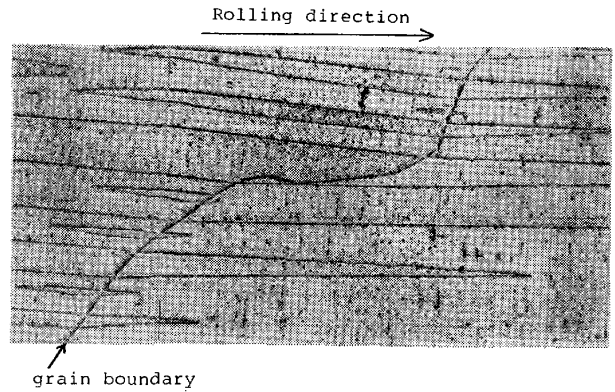


Photo. 3. Spike domains in grains demagnetized using 60Hz applied field. (×100×1/2)

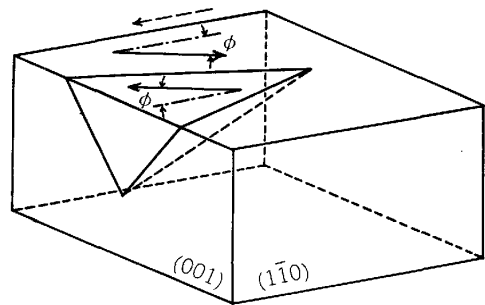


Fig. 2. Model for three-dimensional configuration of spike domain. Arrows show direction of magnetization within domains.

は、その ϕ が 0° に近いものである。 ϕ が数度前後では Photo. 3 に示す Bitter 法を使用した光学顕微鏡写真に見られるごとく、粒界から圧延方向あるいはその逆方向へスパイク状に突出したスパイク磁区 (Spike domain) が認められる。このスパイク磁区の出現は隣接結晶粒の方位にも依存しているようである。Bitter 法においては、磁壁や粒界は黒い線として観察される。なお Bitter 法をここで使用したのは粒界を鮮明に現出させるためで例外的なものである。Fig. 2 はスパイク磁区の立体的構造を図示したものである。図中2つの実線矢印は磁区の磁化方向を示すもので、スパイク磁区の磁化方向は圧延面から ϕ だけ傾いており、これを囲む磁区の磁化方向と逆である。すなわち磁壁は 180° 磁壁である。スパイク磁区は磁場の方向によつて成長あるいは縮退、消滅する、例えば Fig. 2 において破線矢印方向へ磁場を作用させると、スパイクの先端が急速に伸びて Photo. 1(a) に示すとき平行磁区構造にまで成長する。そして逆方向へ磁場を作用させると、スパイクは縮退し最後には消滅するが、磁場の方向を再び逆転すると粒界からスパイク磁区が発生し成長する。交流磁場のもとにおいては、その周波数に対応してスパイク磁区はこのような成長・消滅をくり返すのである。 ϕ が数度前後では、スパイク磁区以外に Photo. 4 (a) の走査型電子顕微鏡写真に示すように平行磁区の中に多数の小さな短剣状の磁区模様が見えてくる。これがダガー磁区 (Dagger domain) と呼ばれているものである。ダガー磁区の特徴は板厚を貫通した複雑な内部構造を持つていることである。Fig. 3 (a)は SHUR ら⁷⁾によつて提示されたダガー磁区の立体モデルであり、Fig. 3(b) は板厚を貫通したその断面構造を示す。図中矢印は磁区内の磁化方向を示す。この断面構造において A 領域はダガー磁区の内部構造を形成

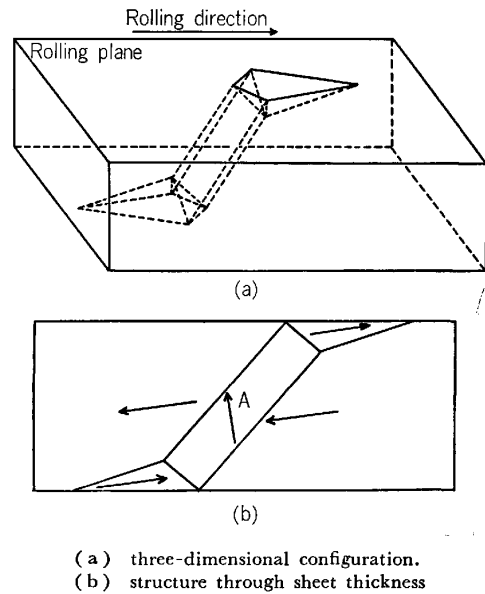


Fig. 3. Model of dagger domain. Arrows show direction of magnetization within domains.

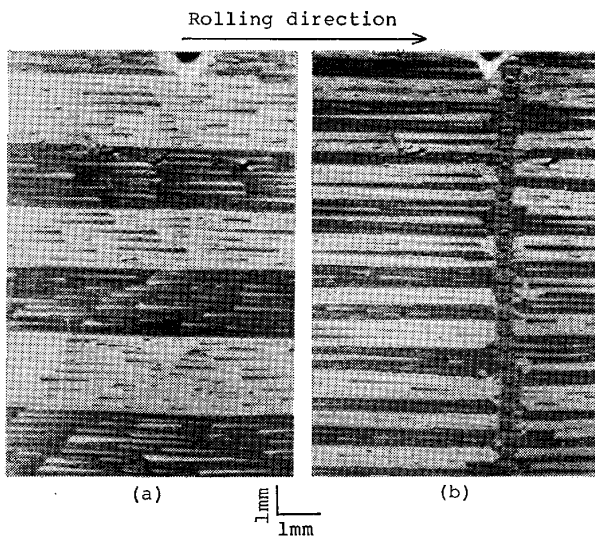
するものであり、この領域の磁化の方向は周辺の磁区の磁化方向に垂直である、すなわち内部構造は 90° 磁壁によつて囲まれている。ダガー磁区は交流磁場下において発生・消滅を周期的にくり返すが、スパイク磁区のように大きく成長することはない。

前述してきた各種の磁区はたいいていの場合、多少の差はあれ共存しているものである。

2. 磁区制御の背景

例えば変圧器の鉄心を交流磁化すると、この磁化に要するエネルギーの一部は熱となつて散逸することがよく知られている。この散逸エネルギーは変圧器鉄損 (Iron loss あるいは Core loss) と呼ばれているが、その主成分は鉄心を構成する珪素鋼板を交流磁化した時に消費される電力量であり、これは珪素鋼板の鉄損と呼ばれている。この鉄損によつて珪素鋼板の品質が代表され等級づけが行われている。省エネルギーや機器の小型軽量化が強く叫ばれている今日においては、珪素鋼板の鉄損値を極限にまで低減することは緊急な社会的要請といえよう。

珪素鋼の鉄損はヒステリシス損 (Hysteresis loss) とウズ電流損 (Eddy current loss) とに分けられる。方向性珪素鋼板の磁化は前述したごとく主として磁壁移動によるものであるが、ヒステリシス損はこの磁壁移動が粒界や介在物、不純物あるいは格子欠陥のごとき構造不均質によつてピン止めされることに基因し、ウズ電流損は交流磁化時に電磁誘導によつて各磁壁ごとに磁壁移動を妨げるウズ電流を発生することに基因している。すなわちいずれの損失も磁壁と直接関係しているのである。Fig. 4 は鉄損、ヒステリシス損およびウズ電流損の周波数依



(a) before laser-scanning (b) after laser-scanning

Photo. 4. Domain structure in a grain with $\phi = 2^\circ$ in the 60Hz demagnetized state.

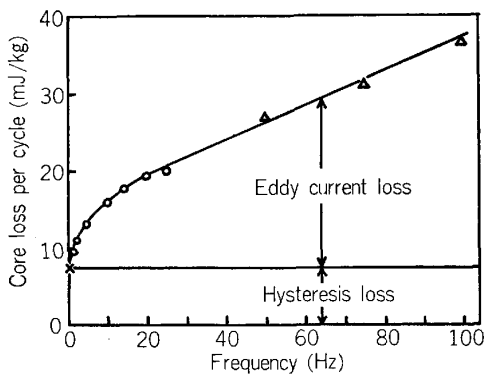


Fig. 4. Core loss per cycle as function of frequency in grain-oriented silicon steel.

存性を示す⁸⁾。うず電流損は周波数約 10 Hz までは急速に増加し、以後その増加度を下げて周波数約 20 Hz からは直線的に増加し、商用周波数である 50 Hz においてはヒステリシス損の約 2 倍に達する。鉄損に占めるうず電流損の割合は著しく大きいのである。さて鉄損を減少させるためにはヒステリシス損やうず電流損を減少させる要因を制御すればよいわけであるが、これを冶金学的方法にのみに依存するには限度がある。例えば、ヒステリシス損を減少させるために結晶粒を大きくすれば、一方それによつてうず電流損が増大する（これは後に説明する磁区の粗大化に基因するものと思われる）ので、鉄損値を減少させるためには結晶粒を最適サイズに制御しなければならない⁹⁾。この制御は集合組織の制御とも絡んでますます困難になつてくる。そこで磁区構造に視点を置いて鉄損を分析することにする。

KÜPPERS ら¹⁰⁾によれば、抗磁力とダガー磁区の容積 (%)との間には Fig. 5 に示すごとく直線関係があり、抗磁力はダガー磁区量の増加とともに直線的に増加す

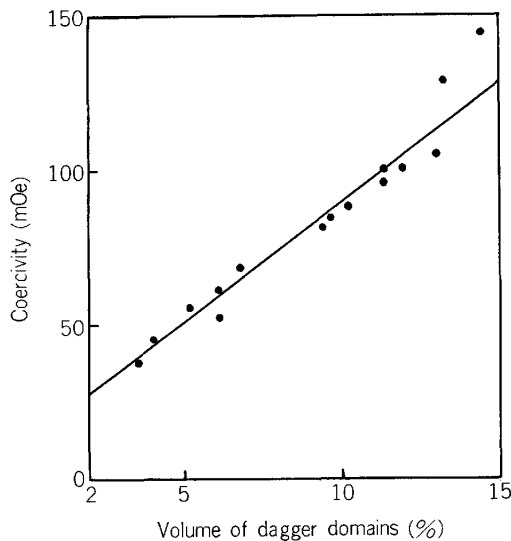


Fig. 5. Coercivity plotted against volume of dagger domains.

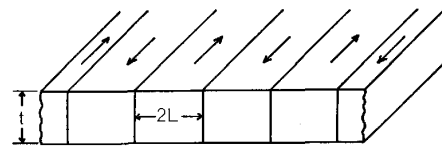


Fig. 6. Model of domains in demagnetized state of (110) [001] crystal sheet. Arrows show direction of magnetization within domains.

る。抗磁力の増加はヒステリシス損を増加させるから、ダガー磁区の増加はヒステリシス損を増加させることになる。また野沢ら¹¹⁾はうず電流損の増加がダガー磁区の増加とよく対応していることを示した。かくしてダガー磁区を制御できれば鉄損を減少させることが可能である。PRY ら¹²⁾は幅が無限の板状試片を仮定して磁区が Fig. 6 に示すごとく等間隔の平行 180° 磁壁によつて分けられ、これらの磁壁が同じ速度で移動する場合のうず電流損を与える次式を理論的に導いた。

$$W = \frac{8t \cdot 2L}{\pi \rho} \left(\frac{B_m f}{C} \right)^2 \sum_{\substack{n=1 \\ \text{odd}}}^{\infty} \frac{1}{n^3} \times \left[\coth nq + \frac{2I_1(nqB_m/B_s)}{nq \frac{B_m}{B_s} \sinh nq} \right] \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 W : うず電流損、 t : 板厚、 $2L$: 磁壁間隔、 ρ : 比抵抗、 B_m : 磁束密度振幅、 f : 周波数、 C : 光速、 B_s : 飽和磁束密度、 $q = 2\pi L/t$ 、 $I_1(\)$: 一次の変形ベッセル関数。このままではわかりにくいだが、この式の [] 内は磁壁間の相互作用を示す項で、この相互作用を無視すれば [] は 1 となり、そして $\sum_{\substack{n=1 \\ \text{odd}}}^{\infty} \frac{1}{n^3} = 1.05$ であるから、式(1)はつぎのごとく簡略化される。

$$W = \frac{8 \cdot 4t \cdot 2L}{\pi \rho} \left(\frac{B_m f}{C} \right)^2 \dots \dots \dots (2)$$

この式によればうず電流損は磁壁間隔 $2L$ に比例する、換言すれば磁区を細分化するほどうず電流損は減少する。

3. 磁区制御

3.1 応力による磁区制御

応力によつて磁区構造が変化することは、磁区の観察が始まつて以来今日までの多くの研究によつて明らかにされている^{11)13)~21)}。すなわち圧延方向への張力によつてダガー磁区は消滅し、平行磁区は細分化する。Fig. 7 は平行磁区の細分化の例として Houze²⁰⁾の測定結果を示す。この張力効果は磁区理論からつぎのごとく説明されている。圧延方向への張力によつて 90° 磁壁から成るダガー磁区の磁気弾性エネルギーは増加するから、このエネルギー増加を抑えようとしてダガー磁区の容積は減少する。そしてこの結果として平行磁区はその容積を

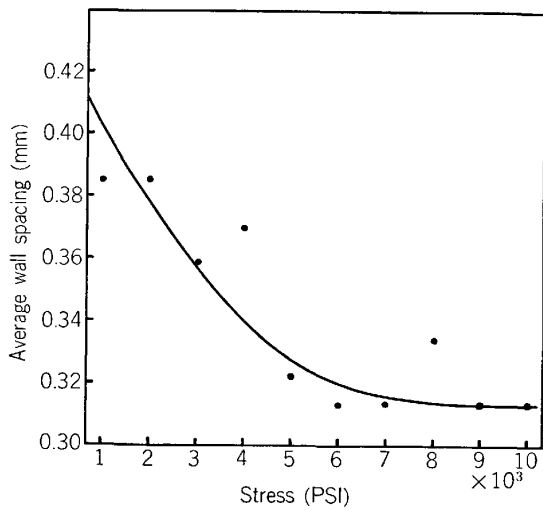


Fig. 7. Effect of longitudinal tensile stress on domain-wall spacing in a large Si-Fe (110) [001] grain.

増加し、そのために静磁エネルギーが増加するから、この静磁エネルギーの増加を抑えようとして平行磁区の細分化がおこる。

3.2 レーザー照射による磁区制御

高出力のレーザーを物質表面に照射すると、その表面層が瞬間的に蒸発し、この高速膨張する高温蒸気によって物質表面は衝撃圧をうけることが知られている^{22)~36)}。この衝撃圧 P は次式によつて与えられる²⁵⁾、

$$\bar{P} = M/A \cdot \Delta t \dots\dots\dots (3)$$

ここに Δt はレーザーパルスの時間幅、 \bar{P} は時間 Δt 中における平均衝撃圧、 M は物質に伝達される運動量、 A は衝撃圧が作用する面積。この式によれば、衝撃圧の概算値は物質によつて違うが 60 GPa~100 GPa であり、爆発衝撃圧に匹敵する。したがつてレーザー照射によつて塑性変形をひき起こすことが予想され、実際に金属についてこれが確認された^{37)~39)}。Photo. 5 は方向性珪素鋼板の表面に YAG レーザーを power density $5.1 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ で照射した場合の表面から 20 μ の位置の電子顕微鏡直接観察の結果を示す。塑性変形した場合に観察される高密度の複雑に絡みあつた転位が認められ



Photo. 5. Microstructure of grain-oriented silicon steel after laser-irradiating. ($\times 15\,000 \times 1/2$)

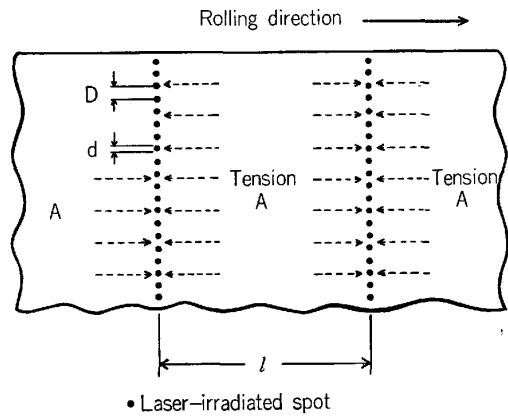


Fig. 8. Schematic illustration showing alignments of laser-irradiated spots on surface of grain-oriented silicon steel.

る。このような塑性変形はレーザー照射部分およびその極く近傍に限定されており、かつ鋼板の表面から裏面へ向かつて起こっている。したがつて方向性珪素鋼板の表面上、Fig. 8 にその一部分を図示したごとく、直径 d なる微小焦点を結ぶレーザーを圧延方向に直角方向（正確に直角である必要はない）に適当な間隔 l をもつて走査させるならば、レーザー走査線（Fig. 8 において直線状に配列したレーザー照射スポット）に沿つた極く微小領域のみが表面から裏面へ向かつて塑性変形するから、レーザー走査線にはさまれた領域 A は破線矢印で示す張力をうける。したがつてレーザー走査によつて前述の張力効果が期待されよう。さらに、つぎに説明するとき効果がこの応力効果に上乘せされよう。レーザー走査線に沿つた領域は塑性変形によつて格子回転を起こしていると思われるから、磁化の不連続をひき起こすであろう。この結果静磁エネルギーが増加するから、これを抑えようとして平行磁区が細分化しよう。レーザー走査によつて期待されるこのような効果をつぎに明示しよう。Photo. 1 はレーザー走査前後における磁区の走査型電子顕微鏡写真である。試料は方向性珪素鋼板であり、その表面皮膜を除去した後化学研磨し、その後応力除去焼鈍したものである。結晶粒の方位は結晶粒の中央部について X 線ラウエ背面反射法によつて決定した。レーザー走査条件はたとえばつぎのごとくである。YAG レーザーを使用し、Fig. 8 においてパルス当たりすなわちスポット当たりのエネルギー $E = 3.75 \times 10^{-3} \text{ J}$ 、スポットの直径 $d = 0.15 \text{ mm}$ 、スポットの中心間々隔 $D = 0.3 \text{ mm}$ 、レーザー走査線の間隔 $l = 5 \text{ mm}$ である。Photo. 1(a), (b) は ϕ が 0° に近い結晶粒、Photo. 4(a), (b) は ϕ が約 2° の結晶粒に関するものである。Photo. 1(a) と Photo. 4(a) は走査前、Photo. 1(b) と Photo. 4(b) は走査後の写真である。それぞれの (b) においてスポットが縦に一直線状にならんでいないが、これがレーザー走査痕である。これらの写真はレーザー走査によ

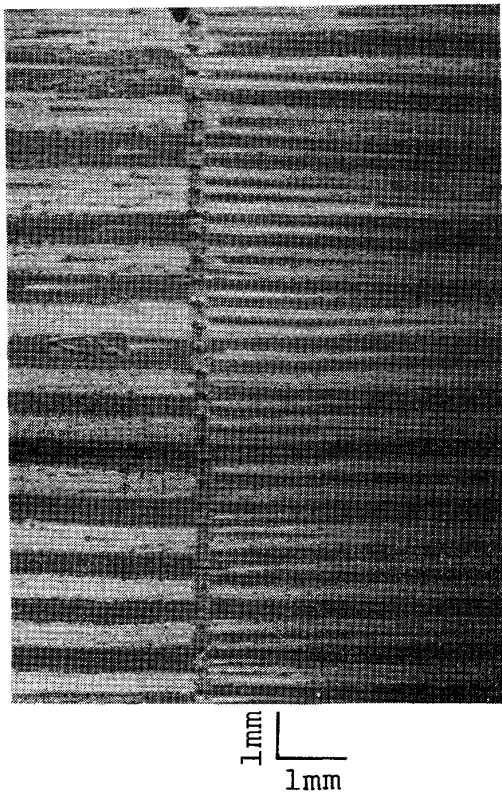


Photo. 6. Spike domains originating at laser-irradiated area.

つて平行磁区は細分化し、ダガー磁区が減少していることを示している。Photo. 6 は Photo. 1 の場合と同じ条件でレーザー走査した場合の写真であり、レーザー走査痕から右方へ向かつて多数のスパイク磁区が発生していることを示す。なお Photo. 4(b) においてレーザー走査痕の両側に少数ではあるがスパイク磁区が発生が認められる。スパイク磁区発生のような違いは結晶方位とも関係していると思われるが明らかではない。いずれにしてもスパイク磁区発生は、レーザー走査線において磁化の不連続が起こったことを示すものといえよう。

4. 磁区制御による鉄損の減少

張力負荷やレーザー走査によつて平行磁区の細分化やダガー磁区の減少あるいは消滅が起こるから、鉄損が減少すると予想されるが、就中レーザー走査法の場合には、その走査線に沿つた極めて局部的ではあるが著しい塑性変形のために、磁性劣化が起こつていると考えねばならない。したがつて鉄損におよぼす磁区制御の効果を実験的に確認しなければならない。

方向性珪素鋼板の鉄損におよぼす張力の影響については古い測定結果¹⁴⁾⁴⁰⁾⁴¹⁾があるが、その後山本ら⁴²⁾によつて材料の透磁率との関連において詳細に研究された。その一例として Fig. 9 に単結晶と高磁束密度方向性珪素鋼板および普通の方向性珪素鋼板に関する結果を示す。圧延方向への張力負荷によつて鉄損は著しく減少して

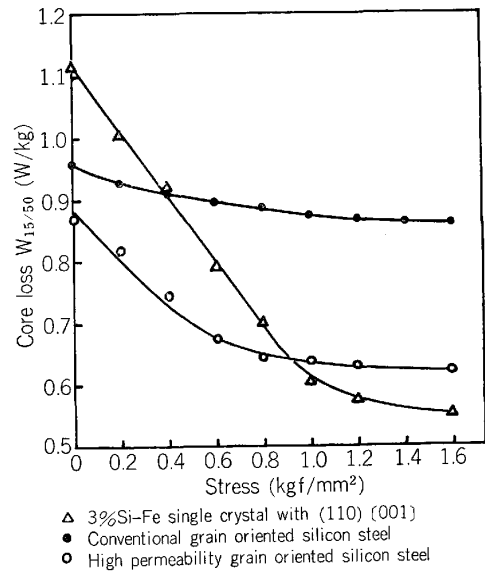


Fig. 9. Effect of tensile stress on core loss of grain-oriented silicon steels and 3%Si-Fe single crystal with (110) [001].

る。この張力効果は普通の方向性珪素鋼板より高磁束密度方向性珪素鋼板において大きい。この張力効果を直接応用することは困難であるが、鋼板表面にこの鋼板より熱膨張の小さい皮膜を高温で形成させ、その冷却過程において皮膜によつて鋼板に張力を付与する方法によつて実用化された⁴³⁾。しかしこの皮膜による張力効果を極限にまで利用することは、現状の皮膜構造を前提にする限り困難である。それは張力を大きくするためには皮膜を厚くしたり、皮膜直下の内部酸化層を厚くしなければならないが、前者は鋼板の占積率を低下させ、後者は磁気特性を直接劣化させるという内部矛盾を持つているからである。

つぎにレーザー走査による鉄損減少を調査した結果を説明しよう。(110)[001] 集合組織の集積度(これの尺度として磁束密度 B_{10} 、すなわち磁化力 1000 A/m における磁束密度が一般に使われている)の違う高磁束密度方向性珪素鋼板(板厚は 0.3 mm)から幅 6 cm × 長さ 30 cm の試片を切り取り、これを歪み除去焼鈍した後レーザー走査前後において単板鉄損測定器によつて鉄損 $W_{17/50}$ を測定した。レーザー走査条件はたとえば YAG レーザーを使用し Fig. 8 においてスポット当たりのエネルギー $E=3.75 \times 10^{-3} J$ 、 $d=0.15 mm$ 、 $D=0.3 mm$ 、 $l=5 mm$ である。試片は張力絶縁皮膜のついた最終成品であり、今日得られる最高級品についてレーザー走査がどの程度効果があるか興味のあるところである。またこれらの効果の程度を比較するために、張力絶縁皮膜をつける前の試片を別途用意してその鉄損と B_{10} をレーザー走査前後において測定した。これらの結果を Fig. 10⁴⁴⁾⁴⁵⁾ に示す。張力絶縁皮膜のついた試片の場合、鉄損は○印で示すレーザー走査前の値から●印で示

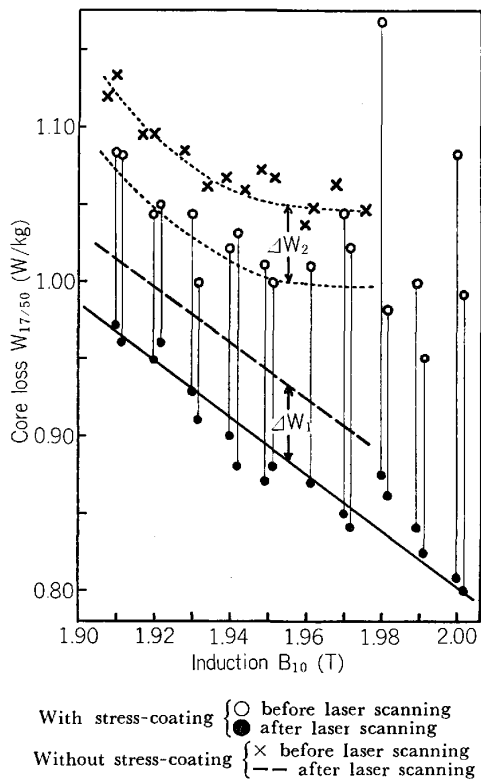


Fig. 10. Effect of laser-scanning on relationship between B_{10} and $W_{17/50}$.

レーザー走査後の値へ著しく減少し、注目すべきことにレーザー走査前の鉄損 $W_{17/50}$ 対磁束密度 B_{10} の相関がばらつきが大きく無相関に見えるが、レーザー走査後は右下がりの直線上にほぼ収れんする。これは磁区構造を考慮すれば容易に理解できるが、磁区構造を無視しては説明することができない。張力絶縁皮膜の無い試片の場合、鉄損は×印で示すレーザー走査前の値から図中破線で示すレーザー走査後の値へやはり著しく減少した。ここでレーザー走査後を破線で示したのは煩雑を避けるためと測定点がやはりほぼ一直線上に収れんしたためである。ここで注目すべきことは二つの直線がほぼ平行であり、同一 B_{10} に対応する二直線の示す鉄損差 ΔW_1 が張力絶縁皮膜による効果 ΔW_2 (張力絶縁皮膜の有無による鉄損差であるが、図中測定点の大きいばらつきを無視して曲線化した二本の点線から測定) にほぼ等しいことである。これは皮膜による張力効果とレーザー走査効果とが重畳することを示すものである。懸念されたレーザー走査による B_{10} の減少やヒステリシス損の増加は極めて小さく問題にする程ではなかつた。レーザー走査による超低鉄損方向性珪素鋼板の製造が新日本製鉄株式会社において工業化されるに至つたことを付記しておく。

本稿を閉じるに当たり、写真について御配慮いただいた新日本製鉄株式会社基礎研究所、井内徹博士、同生産技術研究所、野沢忠生博士および黒木克郎氏に深く感謝致します。

文 献

- 1) R. SHIMIZU, T. IKUTA, M. KINOSHITA, T. MASUYAMA, H. NISHIZAWA, and T. YAMAMOTO: Japanese J. Appl. Phys., 15 (1976), p. 967
- 2) T. YAMAMOTO, H. NISHIZAWA, and K. TSUNO: Phil. Mag., 34 (1976), p. 311
- 3) L. NÉEL: Cahiers Phys., 25 (1944), p. 1
- 4) B. A. LILLEY: Phil. Mag., 41 (1950), p. 792
- 5) C. D. GRAHAM and P. W. NEURATH: J. Appl. Phys., 28 (1957), p. 888
- 6) W. S. PAXTON and T. G. NILAN: J. Appl. Phys., 26 (1955), p. 994
- 7) Y. S. SHUR and Y. N. DRAGOSHANSKIY: Phys. Met. Metallogr., 22 (1966) 5, p. 57
- 8) F. BRAILSFORD and R. FOGG: Proc. IEE., 113 (1966), p. 1562
- 9) M. F. LITTMANN: J. Appl. Phys., 38 (1967), p. 1104
- 10) D. KÜPPERS, J. KRANZ, and A. HUBERT: J. Appl. Phys., 39 (1968), p. 608
- 11) T. NOZAWA, T. YAMAMOTO, Y. MATSUO, and Y. OHYA; IEEE Trans. Magn., MAG-14 (1978), p. 252
- 12) R. H. PRY and C. P. BEAN: J. Appl. Phys., 29 (1958), p. 532
- 13) H. J. WILLIAMS, R. M. BOZORTH, and W. SHOCKLEY: Phys. Rev., 75 (1949), p. 155
- 14) P. W. NEURATH: Trans. Metall. Soc. AIME, 206 (1956), p. 1319
- 15) L. V. KIRENSKII, V. D. DYLGEROV, and M. K. SAVCHENKO: Bull. Acad. Sci. USSR, 21 (1957), p. 1157
- 16) J. J. GNIEWEK: J. Appl. Phys., 34 (1963), p. 3618
- 17) V. A. ZAYKOVA, Y. S. SHUR: Fiz. Metal. Metalloved., 21 (1966), p. 664
- 18) G. L. HOUZE: J. Appl. Phys., 38 (1967), p. 1089
- 19) Y. N. DRAGOSHANSKIY, V. A. ZAYKOVA, and Y. S. SHUR: Phys. Met. Metallogr., 25 (1968), 2, p. 98
- 20) G. L. HOUZE: J. Appl. Phys., 40 (1969), p. 1090
- 21) J. W. SHILLING: J. Appl. Phys., 42 (1971), p. 1787
- 22) G. A. ASKARYAN and E. M. MOROZ: Soviet Phys. JETP., 16 (1963), p. 1638
- 23) R. M. WHITE: J. Appl. Phys., 34 (1963), p. 2123
- 24) F. NEUMAN: Appl. Phys. Lett., 4 (1964), p. 167
- 25) D. W. GREGG and S. J. THOMAS: J. Appl. Phys., 37 (1966), p. 2787
- 26) C. H. SKEEN and C. M. YORK: Appl. Phys. Lett., 12 (1968), p. 369
- 27) N. C. ANDERHOLM: Appl. Phys. Lett., 16 (1970), p. 113
- 28) L. C. YANG and V. J. MENICHELLI: Appl. Phys. Lett., 19 (1971), p. 473
- 29) J. D. O'KEEFE and C. H. SKEEN: Appl. Phys. Lett., 21 (1972), p. 464
- 30) M. SIEGRIST and F. K. KNEUBUHL: Appl.

- Phys., 2 (1973), p. 43
- 31) J. A. FOX and D. N. BARR: Appl. Phys. Lett., 22 (1973), p. 594
 - 32) J. D. O'KEEFE and C. H. SKEEN: J. Appl. Phys., 44 (1973), p. 4622
 - 33) J. E. LOWDER and L. C. PETTINGILL: Appl. Phys. Lett., 24 (1974), p. 204
 - 34) J. A. FOX: Appl. Phys. Lett., 24 (1974), p. 461
 - 35) L. C. YANG: J. Appl. Phys., 45 (1974), p. 2601
 - 36) B. P. FAIRAND and A. H. CLAUER: J. Appl. Phys., 50 (1979), p. 1497
 - 37) B. P. FAIRAND, B. A. WILCOX, J. W. GALLAGHER, and D. N. WILLIAMS: J. Appl. Phys., 43 (1972), p. 3893
 - 38) A. H. CLAUER, B. P. FAIRAND, and B. A. WILCOX: Metall. Trans., 8A (1977), p. 119
 - 39) A. H. CLAUER, B. P. FAIRAND, and B. A. WILCOX: Metall. Trans., 8A (1977), p. 1871
 - 40) F. BRAILSFORD and Z. H. M. ABU-EID: Proc. IEE, 110 (1963), p. 110
 - 41) D. BROWN, C. HOLT, and J. E. THOMPSON: Proc. IEE, 112 (1965), p. 183
 - 42) T. YAMAMOTO and T. NOZAWA: J. Appl. Phys., 41 (1970), p. 2981
 - 43) T. YAMAMOTO, S. TAGUCHI, A. SAKAKURA, and T. NOZAWA: IEEE Trans. Magne., MAG-8 (1972), p. 677
 - 44) 井内 徹, 山口重裕, 市山 正, 中村元治, 石元忠志, 黒木克郎: 鉄と鋼, 67 (1981), S 1203
T. IUCHI, S. YAMAGUCHI, T. ICHIYAMA, M. NAKAMURA, T. ISHIMOTO, and K. KUROKI: J. Appl. Phys., 53 (1982), p. 2410
 - 45) 中村元治, 広瀬喜久司, 菅 洋三, 井内 徹, 山口重裕, 市山 正: 鉄と鋼, 68 (1982), S 548

コ ラ ム

鉄鋼技術を支える論文と講演発表件数の推移

図は昭和 54 年 1 月～58 年 2 月までの約 4 年間に
おける論文投稿件数と講演大会での発表件数の推移を
示す。

まず、講演発表件数 (申込期限から春季大会を 1
月, 秋季大会を 7 月に対応させた) は年を追って増加
し、特に地方で開催される秋季大会での件数は多く、
春低秋高型で推移している。昭和 57 年秋季の札幌大
会では実に、844 件の多きを数えた。

データが明らかになっている昭和 55 年秋の大会以
降について、分野別の推移 (ポスターセッションと討
論会は除く) をみると (図の最上部)、製鉄は春低秋
高型の傾向を示しつつ着実に増加している。製鋼は大
きな波形変動を示してはほぼ横ばいである。加工とシ
ステムを合わせた発表件数は昭和 57 年春季でやや落ち
込んだものの約 2.5 年間に 1 回当たり 100 件と著し
い増加を示している。材料+分析は製鉄と同様に春低
秋高型の変動を示すものの全体としては減少傾向を示
している。

これら推移の結果として現れると予想される「鉄と
鋼」への月間投稿件数は昭和 56 年から 57 年前半に
やや高レベルにあるものの、全体としては 13~14 件
/月を中心に変動しており、講演発表件数の推移との
対応は認められない。

((株)神戸製鋼所中央研究所 稲葉晋一)

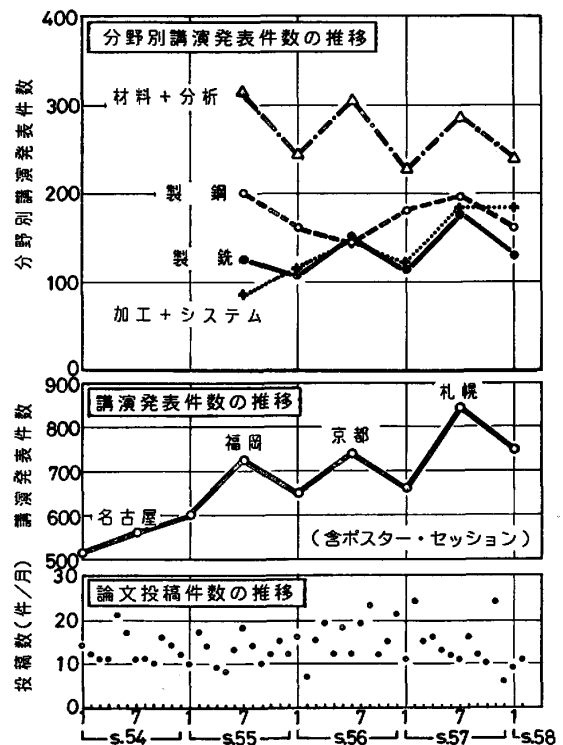


図 月間の論文投稿件数と講演大会での発表件数の推移 (日本鉄鋼協会編集課資料より)