UDC 621.318.13.013.1: 537.611.3: 537.632.5

論 文

53-A 43

4% Si-Fe 単結晶の磁気-光効果を用いた 動的磁壁移動の観察 (I)

正 員 宮 原 鉄 州 (東北大)

1. ま え が き

金属軟磁性材料の交流磁化損失には、古典うず電流理論では説明されない損失、すなわち“異常損失”の現象が存在することが知られている⁽¹⁾。この異常損失の原因について解明の端緒をひらいたのは Williams 氏ら⁽²⁾であり、彼らは磁壁の運動がこの異常損失の原因になっていると示唆した。

その後、種々の磁区モデルに基づいたうず電流損失の計算が多くの研究者^{(3)~(6)}によってなされ、実験との比較が行なわれた。しかし、これらの理論では異常損失の特徴、すなわち鉄損対周波数特性の非直線性を説明できないためモデルの再検討が望まれた。そこで、交流磁界下での磁壁運動の直接観察に大きな関心が寄せられるようになり、1967 年 Houze 氏⁽⁶⁾の実験に始まって以来、カー効果高速度写真法を用いた動的磁区模様の直接観察が行なわれるようになった。その結果、異常損失の原因として、Haller 氏ら⁽⁷⁾により磁壁数が周波数と共に増加する効果、Boon 氏ら⁽⁸⁾および Shilling 氏ら⁽⁹⁾により磁壁速度の非一様性の効果、Overshott 氏ら⁽¹⁰⁾、Hellmiss 氏ら⁽¹¹⁾および Bishop 氏⁽¹²⁾により磁壁の湾曲の効果、がそれぞれ重要な役割をなしていると報告された。

このように、交流磁化損失の原因については各説出されている段階であり、いまだよくわかっていない。また、鉄損の測定が商用周波数付近の狭い周波数範囲でなされているため、周波数依存性の特徴が明確でなく、理論との比較においても差異が明確となっていない。従って、交流磁化の損失機構を明らかにするに

は、広い周波数範囲で動的磁壁運動の振舞を調べる必要がある。

以上の観点から、本研究は単純な磁区構造をもつわく形 4% Si-Fe 単結晶を用いて、0~5 kHz の広い周波数範囲で、カー効果法による試料表面での磁壁運動の観察およびブリッジ法による全体の磁化特性を測定することにより、試料内部での磁壁運動の様子を調べ、交流磁化の損失機構を明らかにすることを目的として行なった。ここに、その結果を報告する。なお、本論文で使用する主な記号の一覧表を下記に示しておく。

H_m = 駆動磁界の最大値

ω = 角周波数 ($\omega = 2\pi f$, f : 周波数)

B_{sur} = 表面での磁束密度

B_{sk} = 表面での飽和磁束密度

B_{vol} = 試料厚み全体での磁束密度

B_s = 飽和磁束密度

M_s = 飽和磁化

μ (sur) = 表面での透磁率

μ (vol) = 厚み全体での透磁率

W_{sur} = 表面での単位体積、単位周波数あたりの損失

P_{vol} = 厚み全体の損失

W_{vol} = 単位体積、単位周波数あたりの厚み全体の損失

2. 試料および実験方法

<2.1> 試料作製 4% Si-Fe 単結晶は純度 99.9 % の電解鉄および純度 98% の金属シリコンを素材として、ブリッジマン法によって作製した。得られた単結晶は X 線背面反射ラウエ法およびビッター法による 180° 磁壁方位の観察により (100) [001] 配位のわく形に切り出した。試料の研磨はエメリー研磨、バフ研磨および電解研磨 (電解液: リン酸: クロム酸 = 9 : 1 の混合液, 電流密度: ~10 A/cm²) によって行な

Observation of Dynamical Wall Motion in a 4% Si-Fe Single Crystal by Using the Kerr Magneto-Optic Effect (I). By Tetsushu Miyahara, Member (Faculty of Engineering, Tohoku University).

宮原鉄州: 正員, 東北大学工学部応用物理学科

った。ひずみ取り焼きなましは 10^{-4} Torr の真空中で $1,100^{\circ}\text{C}$ の温度で 10 時間行なった。試料寸法は外わく 12.9×12.7 mm, 内わく 8.3×8.3 mm, わく幅約 2.2 mm および厚さ 0.55 mm である。わく形試料のカー効果法による磁区模様を第 1 図に示した。測定においては一辺全体が 180° 磁壁となっている部分を用いた。

〈2・2〉 カー効果法による測定 試料表面での磁区模様観察およびヒステリシス曲線の測定は第 2 図に示すような磁気-光カー効果装置を用いて行なった。光源には 100 W の超高圧水銀灯を用い、偏光素子には HN-22 板を用いた。試料表面は測定辺だけからの光を検出するために 7 mm 角の穴のマスクで覆った。光の入射角は約 55° である。反射光は半透鏡によって二つに分離し、一方では顕微鏡用カメラを用いて写真撮影（フィルム：ネオパン SS，露出時間：約 5 秒）を、他方では光電子増倍管およびオシロスコープを用いてヒステリシス曲線を描かせた。試料を磁化するにあたっては、測定辺の反対辺に 30 巻数のエナメル銅線（0.13 mmφ）を絶縁紙をはさんで巻き、これに交流発振器および電力増幅器を用いて正弦波交流電流を流して行なった。磁界の大きさは $H_m = 0.4\pi N i_m / l$ (Oe) の式によって求めた。ここで、 N ：磁化コイルの巻数、 i_m ：駆動電流の最大値 (A)、 l ：平均の磁路長 (cm) である。

損失の大きさはヒステリシス曲線の面積 $S(\text{cm}^2)$ 、縦軸飽和値の振幅 $a(\text{cm})$ 、横軸単位長さあたりの印加磁界の大きさ $b(\text{Oe/cm})$ を測り、 $W_{\text{sur}} = S(B_s / 4\pi a) \cdot b(\text{erg/cm}^3/\text{Hz})$ の式によって求めた。ここで、飽和磁束密度の値 $B_s (= B_z)$ は $17,600 \text{ G}$ の測定値を用いた。

〈2・3〉 厚み全体の磁化特性の測定 試料厚み全体の磁化特性の測定は静特性を自記磁束計を用いて行ない、動特性をマクスウェルブリッジを用いて行なった。ブリッジ法での透磁率および損失の大きさは、測定辺に 30 巻数のコイルを巻き、そのインダクタンス L_x (H) および実効抵抗 R_x (Ω) を測定し、以下の式を用いて求めた。

透磁率の大きさ $\mu(\text{vol})$ は、複素透磁率の実数部 μ' および虚数部 μ'' をそれぞれ次式によって求め、

$$\mu' = L_x \cdot \frac{l \times 10^9}{4\pi N^2 L d}$$

$$\mu'' = \frac{R_x - R_{\text{DC}}}{\omega} \cdot \frac{l \times 10^9}{4\pi N^2 L d}$$

$\mu(\text{vol}) = \sqrt{\mu'^2 + \mu''^2}$ の関係から求めた。ここで、 R_{DC} ：コイルの直流抵抗、 L ：わく幅、 d ：厚さである。

次に、試料厚み全体の損失は

{(100)[001] 配位, 厚さ: 0.55 mm}

第 1 図 わく形 4% Si-Fe 単結晶の磁区模様
Fig. 1. Domain structure in a picture frame single crystal of 4% Si-Fe alloy, 0.55 mm thick with (100)[001] orientation.

第 2 図 磁気-光カー効果装置の構成図

Fig. 2. Block diagram of Kerr magneto-optic apparatus.

$$P = (R_x - R_{\text{DC}}) (i_m / \sqrt{2})^2$$

の式を用いて求め、単位体積および単位周波数あたりの損失 W_{vol} は P を試料体積と駆動周波数で割って求めた。

3. 実験結果

〈3・1〉 静的磁化特性 第 3 図には試料を直流磁界で駆動した場合の表面の磁化特性と二次コイル法で測定した全体の磁化特性を比較して示した。ここで、表面の磁化特性はカー効果法で各印加磁界の大きさに

第 3 図 表面および全体の静的磁化曲線

Fig. 3. Static hysteresis loops of the surface and bulk.

おける磁区模様を写真撮影し、印加磁界方向に磁化した磁区と逆方向に磁化した磁区の面積差の全表面積に対する割合から計算によって求めた。表面および全体いずれの場合も、最初 50 Hz で交流消磁を行ない、磁区模様の初期状態は試料辺に平行な三つの磁区に分れた状態とした。図に見るように、初磁化曲線では表面および全体のそれは良い一致を示しているが、ヒステリシス曲線は部分的に差異が認められる。しかし、ヒステリシス曲線の再現性の検討の結果、このような差異は磁化反転過程における磁壁の数が一義的に定まらないことによるものであることがわかった。

従って、直流磁界下では表面で見られる磁区構造はそのまま試料内部の磁区構造を表わしていると言える。

〈3・2〉 動的磁区模様およびカー効果ヒステリシス曲線 周波数 30 Hz~5 kHz の範囲で駆動磁界 H_m の関数として、動的磁区模様の観察およびカー効果ヒステリシス曲線の測定を同時に行なった。第4図には測定結果の例を 50, 500 および 5 kHz の場合について示した。ここで、図中に示した番号 (0a, 1a, ..., etc.) は後述の図中の番号に対応したものである。各周波数での測定にあたって、磁区模様の初期状態は静磁化特性の場合と同様に、試料辺に平行な三つの磁区に分れた状態とした。図の 50 Hz の場合について見るように、 H_m を印加すると隣接磁区の境界に“ぼやけ”を生じ、ぼやけの幅が H_m の増加と共に広がる。また、三つの磁区の中心の黒く見られる磁区コントラストの幅を D とすると (以後、便宜上中心磁区コントラストの幅と呼ぶことにする)、 $H_m \approx 0.3 \text{ Oe}$ 程度すなわち最大透磁率を示す付近の磁界まで、 H_m の増加と共に一様に狭くなるのが観察されたが、これ以上では観察できなくなった。

一方、カー効果ヒステリシス曲線は H_m の増加に対し、最初だ円形のマイナーループを描いて増大するが、 $H_m = 0.3 \text{ Oe}$ ではループの第一および第二象限が方形的となり、全体としてだ円形と方形を合成した形となる。また、 $H_m \approx 0.5 \text{ Oe}$ ではループは方形状となり、以後 H_m の増加に対して通常のヒステリシス曲線を示す。このような磁区模様およびヒステリシス曲線の H_m に対する変化の仕方は、図に見られるように周波

第4図 周波数 50, 500 および 5 kHz での動的磁区模様およびカー効果ヒステリシス曲線の駆動磁界 H_m 依存性

Fig. 4. Examples of dynamical domain pattern and Kerr hysteresis loop against driving field H_m at $f=50, 500$ and 5 kHz .

第5図 規格化した中心磁区コントラスト幅 D/D_0 の H_m および周波数依存性

Fig. 5. Normalized width of the middle domain contrast D/D_0 against H_m at various frequencies.

数が高くなるほど緩慢となる。

第5図には中心磁区コントラストの幅 D を $H_m=0$ における値 D_0 で規格化し、 H_m の関数として示した。図中の破線で示した部分は測定中に磁区再配列を生じ、逆向きの磁区に入れ替わった部分である。これより、磁壁の移動距離の H_m 依存性は周波数の増加と共に単調に小さくなっているのがわかる。

第6図にはカー効果ヒステリシス曲線の振幅 B_{sur} を飽和値 $B_{s,s}$ で規格化し、 H_m の関数として示した。図中の4a, 4b および 5c では中心磁区コントラストの幅が観察されており、比較的高い B_{sur} のところまで $H_m=0$ で存在していた2枚の磁壁の運動が関与していることがわかる。また、図から初透磁率 $\mu_i(sur)$ と最大透磁率 $\mu_{max}(sur)$ を求め、周波数の関数として示すと第7図のようになる。ここで、透磁率の大きさを求めるにあたっては、表面飽和磁束密度 $B_{s,s}=17,600 \text{ G}$ の値を用いた。図に見るように、30 Hz~5 kHz の

第 6 図 表面での動的磁化曲線の周波数依存性
Fig. 6. Dynamical magnetization curves of the surface for various frequencies.

第 7 図 表面および全体の初透磁率および最大透磁率の周波数依存性
Fig. 7. Initial and maximum permeability of the surface and bulk against frequency.

周波数範囲で $\mu_i(\text{sur})$ は大体 $f^{-0.6}$ に比例して減少し、 $\mu_{\text{max}}(\text{sur})$ は $f^{-0.5}$ に比例して減少する。

次に、カーヒステリシス曲線の振幅 B_{sur} が一定のところでの損失 W_{sur} を求め、周波数の関数として示すと第 8 図のようになる。内そう図には 0~100 Hz での値を直線目盛で示したが、30~100 Hz の商用周波数領域では W_{sur} は周波数に対して直線的となっている。しかし、対数目盛で示した図に見るように、30 Hz ~ 5 kHz の広い周波数範囲で、 W_{sur} は大体 $f^{0.6}$ に比例して増大し、周波数に対して非直線的な変化を示す。また、 $B_{\text{sur}} \leq 0.6 B_{\text{ks}}$ において、 W_{sur} は B_{sur} の約 1.5 乗に比例して増大する。従って、大体 $W_{\text{sur}} \propto B_{\text{sur}}^{1.5} f^{0.6}$ となる。

〈3・3〉 厚み全体の磁化特性 第 9 図にはブリッジ法で測定した透磁率を周波数および H_m の関数として示した。次に、この図から各周波数について初透磁率 $\mu_i(\text{vol})$ ($H_m \rightarrow 0$ の外そう値) および最大透磁率 $\mu_{\text{max}}(\text{vol})$ を求めると第 7 図のようになる。 $\mu_i(\text{vol})$ は 200 Hz 付近までは $\mu_i(\text{sur})$ と一致するが、それ以上では

第 8 図 一定の表面磁束密度における表面での損失対周波数特性
Fig. 8. Surface magnetic loss per cycle vs. frequency at various surface inductions.

第 9 図 厚み全体の透磁率の H_m および周波数依存性

Fig. 9. Bulk permeability against H_m at various frequencies.

大体 $f^{-0.7}$ に比例して減少し $\mu_i(\text{sur})$ との差が開く。一方、 $\mu_{\text{max}}(\text{vol})$ は $\mu_{\text{max}}(\text{sur})$ より 2 倍程度小さい値を示し、周波数依存性は大きくなっている。

次に、第 10 図に一定の磁束密度 $B_{\text{vol}} (= \mu \cdot H_m)$ のもとでの損失 W_{vol} を周波数に対して示す。内そう図に示すように、いずれの B_{vol} 値についても 30~100 Hz の範囲では W_{vol} は直線的となっている。しかし、表面の場合と同様に、広い周波数範囲でみると W_{vol} は周波数の約 0.6 乗に比例し、非直線性を示す。 $B_{\text{vol}} \leq 0.6 B_{\text{ks}}$ において W_{vol} は B_{vol} の約 1.7

第 10 図 一定の体積磁束密度における厚み全体での損失対周波数特性

Fig. 10. Bulk magnetic loss per cycle vs. frequency at various bulk inductions.

乗に比例して増大する。従って、大体 $W_{vol} \propto B_{vol}^{1.7} f^{0.6}$ となる。図には比較のために Sun 氏ら⁽¹³⁾の 3% Si-Fe 単結晶板 {100}[001] についての結果 a および Overshott 氏ら⁽⁹⁾の 3% Si-Fe Goss 銅板の 1 結晶粒についての結果 b を示した。30~100 Hz の周波数範囲でみると、本実験値は Sun 氏らの結果と同程度のものとなっている。

4. 考 察

〈4.1〉動的磁区模様とカー効果ヒステリシス曲線との関係 動的磁区模様写真の結果から、磁壁は試料幅方向に並進運動を行ない、これがカー効果ヒステリシス曲線を説明するとみなされることから、まずこれらの対応関係について定量的に検討する。いま、2 枚の磁壁が幅方向にそれぞれ振幅 $2x_m$ で交番運動を行なうとすると、飽和値で規格化した試料表面での磁束密度は次式で表わされる。

$$B_{sur}/B_{sk} = 4x_m/L = 2(D_0 - D)/L \dots\dots(1)$$

そこで、例として 50, 500 および 5 kHz の場合について第 5 図の D 値を用いて B_{sur}/B_{sk} を求めると第 6 図の破線で示したようになる。図に見るように、計算値はカー効果ヒステリシス曲線の結果と比較して最大 30% 程度の差が見られる。この差の原因としては、磁壁の移動振幅 $2(D_0 - D)$ の測定誤差が大きいこと、および高磁束密度側では試料端に新たな磁壁が発生する可能性があるが、写真コントラストが弱いために判別がつかないことが考えられる。このようなことを考慮すると、磁区模様からの計算値は実測値に大体合っているとみることができ、動的磁化過程の形態は 180°

第 11 図 1 周期あたりのうず電流損失の周波数依存性

Fig. 11. Eddy current loss per cycle vs. frequency at inductions of 0.125 B_s and 0.25 B_s .

磁壁の試料幅方向への並進運動によるとみなされる。

〈4.2〉損失の周波数依存性 第 10 図に見るように、全体の損失 W_{vol} は 30 Hz~5 kHz の広い周波数範囲で周波数に対して非直線性 ($\propto f^{0.6}$) を示すが、この原因について検討する。いま、全体の損失はヒステリシス損失 W_h とうず電流損失 W_e の和で表わされると仮定すると、うず電流損失は

$$W_e = W_{vol} - W_h \dots\dots\dots(2)$$

となる。 W_e を求めるにあたっては、後述の理由から低磁束密度側: $B_{vol}/B_s = 0.125$ および 0.25 に限ることとする。 W_h は直流のヒステリシス曲線から求め、それぞれの磁束密度では約 10 および 40 $\text{erg/cm}^3/\text{Hz}$ となる。そこで、(2) 式を用いて W_e を求めると第 11 図のようになり、 W_e は 500 Hz 付近で折点を示す特性となる。このような W_e の周波数依存性は 180° 磁壁の運動に依存しているとみられることから、まず平板磁壁によるうず電流効果について検討してみる。

方形断面の試料に任意の数の平板磁壁が存在する場合の W_e の理論式は、Lee 氏⁽⁴⁾によって与えられている。本試料のように磁壁が 2 枚存在する場合には、 W_e は次式で与えられる。

$$W_e = (4\pi L d f B_{vol}^2 / \pi^2 \rho) \sum_{n: \text{odd}} n^{-3} \coth \times (n\pi L / 2d) \dots\dots\dots(4)$$

ここで、 ρ : 抵抗率であり、4% Si-Fe の場合には約 $55 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ である。また、試料幅 $L = 0.22 \text{ cm}$ および厚さ $d = 0.055 \text{ cm}$ の値を (4) 式に代入すると

$$W_e = 2.6 \times 10^{-7} B_{vol}^2 f \text{ (erg/cm}^3/\text{Hz)}$$

となる。 $B_{vol} = 0.125 B_s$ および $0.25 B_s$ の場合について W_e を求めると、図の一点鎖線で示したようになり、30 Hz では実測値と同程度の大きさとなるが、

f に比例した関数であるため周波数が高くなるほど差が大きくなる。従って、実際においては平板磁壁うず電流モデルで期待されるよりも損失の周波数依存性が緩和される効果が生じているものとみられる。この原因として、まず磁壁数増加の効果が考えられるが、Lee 氏によると磁壁が m 枚あると W_e は 1 枚だけの場合の約 $1/m$ となる。従って、 $W_e \propto f^{0.7}$ となるためには $m \propto f^{0.3}$ とならねばならない。これは 30 Hz で $m=2$ とすると 5 kHz で約 5 倍の $m=10$ となることを意味する。しかし、動的磁区模様観察の結果から、30 Hz~5 kHz の周波数変化に対してこのような磁壁数の増加が生じているとは考えにくい。そこで、次の原因として磁壁の湾曲効果を考える。

磁束正弦波条件下で、磁壁の張力を考慮した湾曲磁壁うず電流損の計算は Bishop 氏⁽¹²⁾によってなされており、平板磁壁うず電流損に対する減少率 ζ を、規格化した周波数 $\Omega (\Omega \equiv 4\omega M_s^2 d^3 / \pi^3 \gamma \rho)$ の関数として示している (c.f. Bishop Fig. 6.)。ここで、 γ は磁壁のエネルギーであり、Bishop 氏は約 1.5 erg/cm^2 の値⁽¹⁴⁾を用いている。本実験は磁化力正弦波条件下で行なっているが、毛利氏⁽¹⁵⁾および榊氏⁽¹⁶⁾によると磁化条件の違いによるうず電流損の差は比較的小さく、特に低磁束密度側ではわずかであるから、Bishop 氏の理論と比較できるであろう。磁壁が 2 枚以上ある場合、それらの間隔が試料厚より離れているときは磁壁間の相互作用の効果は無視⁽¹²⁾されるから、磁壁が湾曲したことによるうず電流損失の減少率 ζ は 1 枚の場合と同じとみなされる。そこで、湾曲磁壁うず電流損は (4) 式の 2 枚の平板磁壁についての値に ζ をかけることによって求めた。また、 Ω は $\omega = 2\pi f$, $M_s = 1,400 \text{ G}$, $d = 0.055 \text{ cm}$ および $\rho = 55 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ の値を代入し、 $\Omega = 0.58 f$ の関係式を用いた。この結果は第 11 図に破線で示したが、約 500 Hz 以下で実験値と良い一致を示している。500 Hz 以上では理論値が示されていないため定量的に比較されないが、理論の結果は大体 $W_e \propto f^{2/3}$ であり、一方、実験結果は 500 Hz 付近で折点を示して周波数依存性が小さくなっていることから、周波数の増加と共に両者の差が開く傾向にある。

〈4.3〉 損失と透磁率との関係 ヒステリシス曲線を角形で近似すると、1 周期あたりのエネルギー損失 W_{vol} は $W_{\text{vol}} = 4 B_{\text{vol}} \cdot H_m / 4\pi$ で与えられる。従って、一定の磁束密度のもとでは $B_{\text{vol}} = \mu(\text{vol}) \cdot H_m$ の関係を用いると $W_{\text{vol}} = B_{\text{vol}}^2 / \pi \mu(\text{vol})$ となり、 W_{vol} は $\mu(\text{vol})$ に反比例する。第 7 図に見るように、 $\mu_i(\text{vol})$

$\propto f^{-0.6-0.7}$ であることより、初透磁率領域での損失は $W_i(\text{vol}) \propto f^{0.6-0.7}$ となり、任意の B_{vol} 値での W_e 。対 f 特性とはほぼ一致する。従って、損失の周波数依存性の原因は初透磁率領域での磁壁運動が本質的な関与をしているものとみられる。このことは、磁壁の湾曲は損失の周波数依存性の本質的な原因となっていないことを意味し、前節の考察結果と矛盾する。そこで、次に湾曲磁壁モデルの妥当性を調べるために、湾曲の大きさについて検討する。

〈4.4〉 磁壁の湾曲の周波数依存性 第 12 図には飽和値で規格化した表面の磁束密度 B_{sur}/B_s と全体の磁束密度 B_{vol}/B_s との関係を示した。また、第 13 図は磁壁の湾曲の大きさを表わす量として $B_{\text{sur}}/B_{\text{vol}}$ を求め周波数に対して示したものである。 $B_{\text{vol}} = 0.125 B_s$ では約 200 Hz 以下の低周波数側で $B_{\text{sur}}/B_{\text{vol}} \approx 1$ となり、磁壁の湾曲はほとんど生じていないものとみられる。しかし、 $B_{\text{sur}}/B_{\text{vol}}$ は約 200 Hz 付近から 1 より大きくなり始め、約 700 Hz で 2 となり、以後飽和する。このような飽和現象は磁壁の湾曲が大きくなると磁壁間の距離が狭まり、磁壁間の相互作用の効果が生じるためと考えられる。図には Overshott 氏⁽¹⁰⁾の結果も示したが、周波数の高い方で飽和の傾向がみられる。また、 $B_{\text{sur}}/B_{\text{vol}}$ の値は本結果より 2~4 倍大きいものとなっているが、この差異の原因としては試料結晶面の違いが考えられる。すなわち、Overshott 氏らの試料は (110) 面を表面としているため、磁化容易軸が試料面に対して 45° 方向にも存在し、(100) 面を試料面とした場合よりも磁壁が曲がりやすくなっているものと考えられる。

図には更に Bishop 氏⁽¹²⁾の湾曲磁壁モデルによる結果 (c.f. Bishop Fig. 4.) を示したが、本実験値に比べ

第 12 図 規格化した体積磁束密度対表面磁束密度特性

Fig. 12. Relationship between normalized bulk inductions and surface inductions.

第 13 図 (B_{sur}/B_{vol}) の周波数依存性

Fig. 13. Frequency dependence of (B_{sur}/B_{vol}) at various bulk inductions.

で大きな湾曲量を示しており、また周波数の増加に対して発散の傾向を示している。本結果を説明するためには、湾曲量をより小さくすることが必要である。しかし、この要請は損失の周波数依存性を説明する要請と矛盾する。従って、磁壁の湾曲が小さい状態で損失の周波数依存性を緩和する効果が働いているものと推察される。Overshott 氏らの実験との比較で、磁壁の湾曲に対して結晶磁気異方性の磁化容易方向が関与することが示唆されることから、動的磁壁のスピン構造を考慮する必要があると考えられる。Bishop 氏の理論では磁壁を無限に薄い板と仮定している。しかし、実際の磁壁はスピン構造をもっていることから、これを見捨てることは疑問である。磁壁が動く際には磁壁内の磁化は磁壁面から傾くと考えられており⁽¹⁷⁾、この場合には磁壁部分での磁化は三次元的に変化し、二次元的な変化と仮定した場合より、うず電流損失の周波数依存性が緩和される可能性がある。しかしながら、この点に関しては本実験での動的磁区模様観察の分解能が良くないため、今後、個々の磁壁運動の振舞について詳細な測定を行なったうえで更に検討する必要がある。

5. まとめ

本研究の結果は以下のように要約される。

(1) 試料表面の損失 W_{sur} および全体の損失 W_{vol} はそれぞれ一定の表面磁束密度 B_{sur} および全体の磁束密度 B_{vol} のもとで、30 Hz~5 kHz の広い周波数範囲でともに大体 $f^{0.6}$ に比例して増大する。

(2) 試料表面の初透磁率 $\mu_i(sur)$ は 30 Hz~5 kHz の周波数に対して大体 $f^{-0.6}$ に比例して減少する。一方、試料全体の初透磁率 $\mu_i(vol)$ は 200 Hz 付近までは $\mu_i(sur)$ と一致するが、それ以上では大体 $f^{-0.7}$ に比例して減少する。また、表面および全体の最大透磁率はそれぞれ $f^{-0.5}$ および $f^{-0.65}$ に比例して減少す

る。

(3) 試料全体のうず電流損失の周波数依存性は約 500 Hz 以下の周波数範囲で Bishop 氏の湾曲磁壁うず電流モデルによる計算値と良い一致を示すが、磁壁の湾曲の大きさ (B_{sur}/B_{vol}) は理論よりも 1.5~3 倍小さい値を示し説明されない。

(4) 損失の周波数依存性の原因は初透磁率領域での平板的な磁壁運動の周波数依存性の原因と本質的に同じものであると推察される。

最後に、本研究に対し終始懇篤な御指導を賜った東北大学 高橋 実教授に深く感謝の意を表わすとともに、実験に協力いただいた小林 修君ならびに有益な助言をいただいた研究室の諸氏にも感謝いたします。また、本論文は電気学会磁性材料研究会資料⁽¹⁸⁾に加筆修正したもので、ご討論いただいた研究会の方々に感謝申し上げます。

(昭和 52 年 7 月 15 日受付、同 53 年 1 月 5 日再受付)

文 献

- (1) F. Brailsford: "Investigation of the eddy-current anomaly in electrical sheet steels". *J. IEE* 95, Part II, 38 (1948)
- (2) H. J. Williams, W. Shockley & C. Kittel: "Studies of the propagation velocity of a ferromagnetic domain boundary". *Phys. Rev.* 80, 1090 (1950)
- (3) R. H. Pry & C. P. Bean: "Calculation of the energy loss in magnetic sheet materials using a domain model". *J. Appl. Phys.* 29, 532 (1958)
- (4) E. W. Lee: "Eddy-current effects in rectangular ferromagnetic rods". *Proc. Instn. Elect. Engrs.* 107 C, 257 (1960)
- (5) P. D. Agarwal & L. Rabins: "Rigorous solution of eddy current losses in rectangular bar for single plane domain wall model". *J. Appl. Phys.* 31, 246 S (1960)
- (6) G. L. Houze: "Domain wall motion in grain-oriented silicon steel in cyclic magnetic fields". *ibid.* 38, 1089 (1967)
- (7) T. R. Haller & J. J. Kramer: "Observation of dynamic domain size variation in a Silicon-Iron alloy" *ibid.* 41, 1034 (1970)
- (8) C. R. Boon & J. A. Robey: "Effect of domain-wall motion on power loss in grain-oriented silicon-iron sheet". *Proc. Instn. Elect. Engrs.* 115, 1535 (1968)
- (9) J. W. Shilling: "Frequency-dependent domain structure during magnetization of oriented Si-Fe". AIP Conf. Proc. # 5, 1504 (1971)
- (10) K. J. Overshott, I. Preece & J. E. Thompson: "Magnetic properties of grain-oriented silicon iron". *Proc. Instn. Elect. Engrs.* 115, 1840 (1968); 117, 865 (1970)
- (11) G. Hellmiss: "Durchbiegen von Blochwänden infolge wirbelstromdämpfung". *Z. Angew. Phys.* 23, 24 (1969)
- (12) J. E. L. Bishop: "The analysis of eddy-current-limited magnetic domain wall motion, including severe bowing and merging". *J. Phys. D: Appl. Phys.* 6, 97 (1973)
- (13) J. N. Sun, T. R. Haller & J. J. Kramer: "Observation of magnetic losses in a single crystals of a ferromagnetic". *J. Appl. Phys.* 42, 1789 (1971)

-
- (14) R. Aleonard, P. Brissonneau & L. Neel: "New method to measure directly the 180° Bloch wall energy". *ibid.* 34, 1321 (1963)
- (15) 毛利・佐藤・藤本: 「方向性けい素鋼巻磁心の動的磁区幅と鉄損の機構」電学論 A, 97, 125 (昭 52-3)
- (16) 榊・石川・山岸: 「50% Ni-Fe 磁心のうず電流損失とスイッチング特性との関係」同上 A, 95, 125 (昭 50-3)
- (17) E. Schlömann: "Structure and energy of moving domain wall". AIP Conf. Proc. # 5, 160 (1971)
- (18) 高橋・宮原: 「4% Si-Fe 単結晶の磁気光学効果を用いた動的磁壁移動の観察」電気学会磁性材料研究, MAG-76-18 (昭 51)
-