6.3% SiFe 単結晶ワイヤの双安定磁気特性

Large Barkhausen Effect of 6.3%SiFe Single Crystal Wire

高御堂 一・毛利佳年雄

名古屋大学工学部, 名古屋市千種区不老町 (〒464-01)

H. Takamido and K. Mohri

Nagoya Univ., Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-01

New single crystal 6.3%SiFe wires with a diameter of less than $90\mu\text{m}$ and the length of 7~30 cm were developed by TOYOBO Ltd., R & D. Sensitive and complete bistable flux reversal (large Barkhausen effect or re-entrant flux reversal) was found in these wires similar to that in amorphous magnetostrictive wires. The single crystal 6.3%SiFe wire shows almost zero-magnetostriction. The mechanism of domain-wall propagation along with the wire axis is analyzed. Pulse generation characteristics are measured for various magnetic fields and stresses.

Key words: 6.3%SiFe wire, single crystal wire, large Barkhausen effect, zero-magnetostriction, domain-wall propagation, pulse voltage

1. はじめに

方向性ケイ素鋼は、現在圧延が容易な 3%SiFe 組成材が変圧器、回転機などの磁性鋼板として広く実用されているが、従来までの製造法では圧延困難な 6.3%SiFe 組成のものが保磁力 H_c および鉄損 W_i が SiFe の材の中で共に最小であることが知られている¹⁾。また変圧器騒音の主要因である磁歪に関しても、6.3%SiFe 組成のものは [100] 方向磁歪定数 λ_{100} がほぼ零であることも知られている²⁾。さらに、電気抵抗率 ρ は $80\mu\Omega\text{-cm}$ であり 3%SiFe の ρ ($45\mu\Omega\text{-cm}$) の 2 倍近い値³⁾であるため、比較的高周波領域までこの磁性材料を使用することが可能となる。一方、シリコン添加量の増大とともに飽和磁束密度 B_s は減少するが、3%SiFe の 2.0 テスラ程度の値に比して 1.8 テスラ程度であり、飽和磁束密度の減少は 10%程度にすぎない。

以上の優れた 6.3%SiFe 材を圧延行程を経ずに超急冷法により薄板化する試みが 1978 年に荒井ら⁴⁾によって行われており、この 4~6%SiFe 薄帯は微結晶 (多結晶) 構造である。一方、6.3%SiFe 単結晶ワイヤが 1988 年に一柳らによって新たに作製された⁵⁾。本ワイヤは、アモルファス合金ワイヤ (以下 a-ワイヤと略称する。) の作

製の水中超急冷紡糸法⁶⁾により直径 $90\mu\text{m}$ 以下のワイヤとして作製され、ついで真空中 1200°C , 2 時間の加熱処理により単結晶をワイヤ全長 (数 cm~数十 cm) にわたって成長させたものである。本結晶ワイヤは bcc 結晶構造を持ち、ワイヤ長方向と [100] 方向が一致し、直流 BH 特性は角形を示し、かつ可撓性に富んでいる。本ワイヤは、ワイヤ長方向に強い結晶磁気異方性定数 $K_1 = 2.2 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ を持つため磁壁エネルギー密度が高いと考えられ、a-磁歪ワイヤの場合と同様に著しい大バルクハウゼン効果 (双安定磁束反転現象: 以下 LB 効果と略す)⁷⁾を示すことが予想される。

本稿はこのような観点に立って、6.3%SiFe 単結晶ワイヤの LB 効果を新たに見だし、磁壁伝搬特性、パルス発生諸特性、双安定磁気特性の温度変化や外乱応力に対する安定性などを測定し、a-磁歪ワイヤとの比較検討を行ったものである。

2. 大バルクハウゼン効果と磁壁伝搬特性

Fig. 1 は、6.56%SiFe 単結晶ワイヤ (7 cm, $64\mu\text{m}$ 径) の励磁周波数 60 Hz の場合の BH ヒステリシスループである。Fig. 1(a) はワイヤ長方向に反転磁区形成限界磁界 $H^* = 0.15 \text{ Oe}$ の振幅をもつ正弦波磁界を印加した場合であり、Fig. 1(b) は振幅を 30 Oe に設定した BH ループである。Fig. 1(a) では Fig. 1(b) から明らかなよ

Fig. 1 60 Hz Hysteresis loops of a 6.56%SiFe wire.

Fig. 2 60 Hz hysteresis loops of a $\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$ amorphous wire with and without a tension.

うに、 B_s を飽和磁束密度とすると、 $\pm B_s$ レベルが二つの安定レベルであるLB効果による磁束跳躍が生じている。次に、本ワイヤにおけるLB効果の発生機構について考察してみた。

LB効果においてはワイヤ長方向に伝搬する 180° 磁壁のエネルギー密度 r_w が高く、 H^* は r_w に比例する⁸⁾。したがって $H^* > H_0$ (磁壁移動限界磁界)となり、LB効果が現れる。 r_w は磁気異方性定数 K を用いて $r_w = 2\pi\sqrt{AK}$ で示される。 A は交換定数である。 K は結晶磁気異方性定数 K_1 と誘導磁気異方性定数 K_u の和 $K = K_1 + K_u$ とする。本単結晶ワイヤは、ワイヤ長方向と $[100]$ 方向が一致し K_1 がワイヤ長方向に揃うため、 r_w が高い値をもつと考えられる。 H^* は r_w に比例するので、この K_1 によりLB効果が現れると考えられる。

Fig. 2はLB効果を持つa-FeSiBワイヤの60 Hz励磁におけるBHヒステリシスループである。Fig. 2(a)はas-castワイヤのBH特性であり、Fig. 2(b)はこれに張力 σ (70 kg/mm²)を印加した場合のBH特性である。a-ワイヤは $K_1 = 0$ であるため、超急冷時の残留応力による K_u のみでLB効果を示す。このとき磁束密度は $H \geq H^*$ で $-1/2B_s \Rightarrow (-1/2)B_s$ へ、 $H \leq -H^*$ で $1/2B_s \Rightarrow (1/2)B_s$ へ跳躍する⁷⁾。一方、70 kg/mm²の σ で、双安定レベルがSiFe単結晶ワイヤ同様 $\pm B_s$ レベルまで上昇し、同時に H^* も増加する。これは、 K_u に σ による誘導磁気異方性定数 $(3/2)\lambda_s\sigma$ によってワイヤの表層部も磁化ベクトルがワイヤ長方向に揃うためと考えられる。ここで λ_s は飽和磁歪定数である。本a-ワイヤでは $K_u = 2.2 \times 10^3$ J/m³、 $\lambda_s = 25 \times 10^{-6}$ であるので⁹⁾、 $\sigma = 70$ kg/mm²に対し、 $(3/2)\lambda_s\sigma = 2.6 \times 10^4$ J/m³となり、SiFe単結晶ワイヤでの K_1 に近い値である。したがって、SiFe単結晶ワイヤが $B_r/B_s \approx 1$ (B_r : 残留磁束密度)の双安定磁気特性を示すことが分かる。

Fig. 3 (a) Experimental apparatus for nucleation and propagation of a domain wall, and (b) voltage pulses at two pick-up coils.

Fig. 4 Domain propagation velocity vs. drive field H characteristics.

Fig. 3は、LB効果に伴う 180° 磁壁のワイヤ長方向の移動速度 v_w を測定するための回路構成図である。左端部には反転磁区形成用コイルを設け、 H^* 以上の磁界がここに印加され、反転磁区が形成される。また、反転磁区形成用コイルで形成された1枚の磁壁のみが伝搬するように、ワイヤ全体には $H^* > H > H_0$ の条件を満たす磁界 H が印加されている。距離 x を隔てた二つの検出コイルでは、磁壁が通過する際に時間差 τ で2個のパルス電圧が発生するため、磁壁伝搬速度 v_w は $v_w = x/\tau$ から測定される。ワイヤのLB効果における v_w は、次式で示される。

$$v_w = 2M_s(H - H_0)/\beta_e \quad (1)$$

ここで β_e はうず電流制動係数、 M_s は飽和磁化である。

Fig. 4は、30 cm長でSi量とワイヤ径が異なる2本のSiFe単結晶ワイヤと125 μm 径のas-cast a-ワイヤの v_w - H 特性である。SiFe単結晶ワイヤの v_w - H 特性はa-ワイヤ同様に直線となり、直線の $v_w = 0$ の外挿値である H_0 は正の値であり、(1)式が成立している。また直線の傾きがa-ワイヤの場合とほぼ同一になっている。これ

Fig. 5 e_p vs. H_m characteristics.

は、 β_e の値は a-ワイヤの場合より大きい、 M_s が SiFe 単結晶ワイヤの方が 18 kG と高いため $2M_s/\beta_e$ の値が同程度になるためと考えられる。なお、 v_w の最大値 ($H=H^*$) は a-ワイヤの場合より小さいが、これは a-ワイヤでは H^*-H_0 の値が大きいためである。

3. パルス発生特性

次に、ワイヤ長方向に正弦波磁界 $H=H_m \sin \omega t$ ($H_m > H^*$) を印加した場合の検出コイル端に誘起されるパルス電圧 e_p の特性について述べる。この e_p の理論式は次式で表される⁷⁾。

$$e_p = \pi B_s M_s (D/2)^2 N_w (H^* - H_0) / \beta_e, \quad H_m > H^* \quad (2)$$

D はワイヤ径、 N_w は 180° 磁壁の枚数を示す。 N_w は Pry と Bean Model¹⁰⁾ を考慮して次式を仮定する。

$$N_w \propto \frac{dH}{dt} = 2\pi f \cdot H_m \quad (3)$$

ここに、 H_m は励磁振幅、 f は励磁周波数である。なお、磁壁同士がワイヤ表面部で結合し、互いの表面張力により磁壁移動が加速され e_p が増加するので、(3) 式の N_w は見掛け上連続の値をとることになる。

Fig. 5 は f をパラメータとした場合の実測による e_p 対 H_m 特性の例であり、これを見ると e_p は f によらず $H_m=H^*$ で跳躍的に発生している。また e_p の値は f に比例している。これは、(3) 式によりワイヤ内部の N_w が f に比例しているためである。

Fig. 6 e_p vs. f characteristics.

Fig. 7 e_p vs. temperature characteristics.

Fig. 6 は、 $H_m=1$ Oe における 6.5%SiFe ワイヤおよび 2 種類の a-ワイヤの e_p 対 f 特性の測定結果を比較して示したものである。いずれの試料の場合でも、 $f=0.1$ Hz の超低周波で e_p が測定され $0.1 < f < 10$ Hz で e_p の値はほぼ一定となっている。これは (2) 式で $N_w=1$ とおくと e_p は f に無関係となるためである。一方、 f が 100 Hz 以上では、 e_p は著しく増加する。これは、Fig. 5 と同様 f の増加による N_w の増加ならび、それに伴う磁壁同士の衝突などの相互作用のためである。また e_p は、ワイヤ断面積、検出コイルの巻数で規格化して示しているが、1000 Hz では 6.56%SiFe ワイヤの e_p は 30 μm 径 a-ワイヤの e_p の約 5 倍であった。

4. 温度安定性、応力特性

Fig. 7 は、6.56%SiFe ワイヤおよび 6.27%SiFe ワイヤの e_p の温度特性を a-ワイヤと比較したものである。外部励磁磁界は $H_m=1.0$ Oe、 $f=60$ Hz である。a-ワイヤでは室温から 225°C までの温度上昇に対して e_p は 37% 減少している。一方、6.27%SiFe ワイヤでは 225°C で

Fig. 8 H^* vs. tension characteristics.

の e_p は室温における e_p よりも13%の減少にとどまっており、a-ワイヤに比して約3倍の安定性がある。これは、a-ワイヤはキュリー温度が420℃に対しSiFeワイヤは結晶質のため、キュリー温度が約700℃と高いこと、ならびに6.27%SiFeワイヤは $\lambda_s = -0.9 \times 10^{-6}$ であり磁歪効果が著しく小さいため、加熱によって生じるワイヤの歪応力に対してパルス発生特性が安定であるためと考えられる。なお、 λ_s の値はa-ワイヤの磁歪測定法⁹⁾で測定した。

Fig. 8は6.27%SiFeワイヤとLB効果を示す正磁歪($\lambda_s = 25 \times 10^{-6}$)のFeSiB a-ワイヤおよび負磁歪($\lambda_s = -3 \times 10^{-6}$)のCoSiB a-ワイヤにおける張力 σ に対する H^* の変化を示したものであり、 $\sigma=0$ での H^* との値で規格化している。6.27%SiFeワイヤは、 $\sigma=20 \text{ kg/mm}^2$ までは H^* がほぼ一定であり、他のa-磁歪ワイヤに比して H^* が著しく安定している。これは応力磁気効果が $\lambda_s M_s / K$ に比例するためである。

また、前述のように温度変化に対するパルス発生特性についても、温度上昇に伴いワイヤには歪み応力が発生すると考えれば、その安定性も同じ理由によるものと考

えられる。

5. おわりに

水中超急冷紡糸法にて作製し加熱処理した6.3~6.5%SiFe単結晶ワイヤにおいて、a-磁歪ワイヤと同様にLB効果による双安定磁気特性を見いだした。a-ワイヤでは、飽和磁歪定数がほぼ零の場合LB効果を示さないが、本単結晶ワイヤではほぼ磁歪零でLB効果を示すことが分かった。このため外乱応力に対して磁気特性が著しく安定である。また双安定レベルが飽和磁束レベルであり、BHヒステリシスループは十分大きな励磁振幅に対しても角形比がほぼ1に等しい。これはワイヤ長方向に揃った結晶磁気異方性定数 K_1 によるためと考えられる。また6.27%SiFe単結晶ワイヤは、a-ワイヤに比べて温度変化に対する磁気特性の変化が著しく小さい。このことから今後、本単結晶ワイヤは外乱応力や温度変化に対して安定なパルス発生素子や種々の磁気センサへの応用¹¹⁾が期待される。

謝辞 SiFe単結晶ワイヤ試料を提供していただいた東洋紡(株)総合研究所の一柳隆司、小野芳樹両氏に深謝します。

文 献

- 1) R. M. Bozorth: Ferromagnetism, p. 80~81, D. Van Nostrand (1951).
- 2) R. M. Bozorth: Ferromagnetism, p. 649, D. Van Nostrand (1951).
- 3) R. M. Bozorth: Ferromagnetism, p. 76, D. Van Nostrand (1951).
- 4) 荒井, 他: 第2回日本応用磁気学会学術講演会概要集, 22 aB-9 (1978).
- 5) 一柳, 他: 第12回日本応用磁気学会学術講演会, 30pE-4 (1988).
- 6) 小笠原, 他: 昭和59年電気学会全国大会 (1984).
- 7) 毛利, 他: 日本応用磁気学会誌, 8, 157 (1985).
- 8) 茅 誠司: 強磁性, p. 146, 岩波全書 (1966).
- 9) Y. Konno and K. Mohri: IEEE Trans. Magn., MAG-25, 3623 (1989).
- 10) R. H. Pry and C. P. Bean: J. Appl. Phys., 29, 532 (1958).
- 11) 例えば高御堂, 他: 第13回日本応用磁気学会学術講演会概要集, 22pD-3 (1989).

1990年1月10受理, 1990年3月13日採録