アモルファス磁性ワイヤの磁気インダクタンス効果と MI 素子

Magneto-Inductive Effect in Amorphous Wires and MI Elements

川島克裕・光沢 隆*・吉田 史*・毛利佳年雄*・L. V. Panina*

ユニチカ(株)中央研究所, 京都府宇治市宇治小桜 23 (〒611)

*名古屋大学工学部, 名古屋市千種区不老町 (〒464-01)

K. Kawashima, T. Kohsawa*, H. Yoshida*, K. Mohri* and L. V. Panina*

R & D Center, UNITIKA Ltd., Ujikoza-kura, Uji, Kyoto 611

*Faculty of Eng., Nagoya Univ., Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-01

The magneto-inductive effect (MI-effect, for short) is a phenomenon that changes the inductance L for an external field H_{ex} in a ferromagnetic wire element magnetized by application of a wire ac current I_{ac} . When I_{ac} is applied through a ferromagnetic wire, the voltage e_{tot} is induced between both ends of the wire. The voltage has two components: a voltage e_R of $R_w I_{ac}$ (R_w is the electric resistance of the wire) and a voltage e_L of $d\phi_\theta/dt$ (ϕ_θ is a circumferential flux in the cross-section of the wire). e_L is detected by subtracting e_R from e_{tot} , using a simple resistor circuit. The amplitude $|e_L|$ of e_L decreases with increase in $|H_{ex}|$ caused by the decrease in L . That is, e_L is an amplitude-modulated wave with $|H_{ex}|$. The waveform of $|H_{ex}|$ is detected by using a simple demodulator with a diode and capacitor. A sensitive MI element is created by using a slightly negative magnetostrictive amorphous wire having a length of 2 mm and a diameter of 50- μ m without any coils. This MI element is expected to have applications in new sensitive magnetic heads for accurate rotary encoders, hard disks, and various magnetic cards.

Key words: magneto-inductive effect, amorphous wire, magnetostriction, differential permeability, magnetic field sensor, rotary encoder

1. はじめに

従来のコイルによる磁心励磁方式による高感度磁界センサにおいては、①開磁路励磁のため反磁界が発生し、高感度の磁界センサ用磁心の長さは余り短くすることができない(一般に 20 mm 程度以上)、②開磁路励磁のため空間に磁束を発生し、磁界ノイズ源となる場合がある、③コイルの浮遊容量により、高周波励磁でセンサの応答速度を上げる場合不安定になりやすい、④コイル導線の電気抵抗が温度変動の影響を受けやすいなどの問題があった。したがって、小型・高速応答の高感度磁界センサを構成するためには、コイルレスの磁心励磁方式が

必要である。これに対し、著者らは、アモルファス磁性ワイヤ(以下、a-ワイヤと略す)に高周波電流を通电して発生するワイヤ両端間の誘導電圧の振幅が外部磁界によって敏感に減少する効果(『磁気インダクタンス効果(Magneto-Inductive (MI) effect)』と称する)を見いだした^{1), 2)}。

この MI 効果素子は(i) 通电により円周方向(閉磁路)の磁束変化を用いるので励磁による反磁界がなく、また、励磁による磁束を外部に発生させることがない、(ii) 励磁および検出に関する一切のコイルが不要であり、高周波励磁における浮遊容量の問題がない、(iii) 磁性線の温度変化による特性変化を抑制することができる、などの特徴があり、上記の問題を解決する可能性がある。すなわち、線引後張力アニーリングを行った零磁歪 a-ワイヤを用いると 1~2 mm 長の微小寸法でも 30 mm 程度以上のワイヤを用いた場合と同程度の高感度磁界センサを構成することができる。また、励磁周波数は数 MHz でも使用可能である。

さらに、MI 素子は磁気抵抗素子(MR)素子と同じく磁束検出素子であり、検出感度は MR 素子に比して著しく高いので、超小型ハードディスク用の磁束検出形磁気ヘッドやスピンドルモータのロータリエンコーダ用高精度磁気ヘッド素子への適用が期待される。

本稿では、MI 素子の基本原理と動作解析および MI 素子の基礎特性について報告する。

2. 円周磁化起電力効果

Fig. 1 の磁性ワイヤ(半径 a , 長さ l)に交流電流 I_{ac} を通电すると、ワイヤ内の円周交流磁界 H_θ により円周磁束 ϕ_θ が変化する。したがって、 $\text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$ よりワイヤ両端間に誘導電圧 $e_L = \partial \phi_\theta / \partial t$ が現れることになる。しかし、ワイヤ両端間にはオーミック電圧 $e_R = R_w I_{ac}$ (R_w : ワイヤの電気抵抗)も同時に現れるので全電圧 e_{tot}

Fig. 1 Circumferential magnetic field H_θ induced by a longitudinal ac current.

は

$$e_{\text{tot}} = R_w I_{ac} + \frac{\partial \phi_\theta}{\partial t} \quad (1)$$

となる。MI 素子ではブリッジ回路で e_R を相殺し、 e_L のみを検出する。 e_L を I_{ac} で表すと以下ようになる。

まず、円周磁界 H_θ はワイヤの半径方向の距離 r に対し、

$$H_\theta = \frac{r}{2\pi a^2} I_{ac} \quad (0 < r < a) \quad (2)$$

で表される。そこで、 $I_{ac} = I_m \sin \omega t$ とすると、

$$H_\theta = H_m \sin \omega t$$

$$H_m = \frac{r I_m}{2\pi a^2} \quad (3)$$

になる。ここで、円周方向磁束密度 B_θ と H_θ の関係を非線形性および損失を考慮して次式で表す。

$$\beta \frac{dB_\theta}{dt} + \alpha B_\theta + \gamma B_\theta^3 = (H_m - H_c) \sin \omega t \quad (H_m > H_c) \quad (4)$$

ここに、 β は円周方向の磁壁移動のうず電流制動およびスピン緩和による制動係数、 H_c は円周方向の保磁力である。(4) 式を解析的に解くために $B = B_m \sin(\omega t - \phi)$ と置き記述関数法を用いると次式が得られる。

$$B_\theta = \frac{(H_m - H_c)}{\sqrt{\left(a + \frac{3}{4} \gamma B_m^2\right)^2 + \omega^2 \beta^2}} \sin(\omega t - \phi) \quad (5)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{\omega \beta}{a + \frac{3}{4} \gamma B_m^2} \right)$$

(5) 式より、円周方向の微分透磁率 μ_θ は次式で表される。

$$\mu_\theta = \frac{1}{\sqrt{\left(a + \frac{3}{4} \gamma B_m^2\right)^2 + \omega^2 \beta^2}} \quad (6)$$

ゆえに、円周方向磁束 ϕ_θ は

$$\phi_\theta = \int_0^a B_\theta(r) l dr = \int \mu_\theta(\omega, B_m) (H_m(r) - H_c) \sin(\omega t - \phi) l dr \quad (7)$$

μ_θ を r によらないと仮定すると、(2) 式より

Fig. 2 Measuring circuit for e_L .

Fig. 3 Ac bridge circuit.

$$\phi_\theta = \left(\frac{1}{4\pi} \right) \mu_\theta(\omega, B_m) l (I_m - I_c) \sin(\omega t - \phi) \quad (8)$$

ここに、 $I_c = 4\pi a H_c$ である。ゆえに、 e_L は

$$e_L = \frac{\omega}{4\pi} \mu_\theta(\omega, B_m) l (I_m - I_c) \cos(\omega t - \phi) \quad (9)$$

で表され、 e_L の振幅 $|e_L|$ は次式で表される。

$$|e_L| = \frac{\omega}{4\pi} \mu_\theta(\omega, B_m) l (I_m - I_c) \quad (10)$$

したがって、ワイヤの線形化インダクタンス L は

$$L = \frac{1}{4\pi} \mu_\theta(\omega, B_m) l \quad (11)$$

である。

(10)、(11) 式では $|e_L|$ はワイヤ半径 a が陽には現れない。 $I_c = 4\pi a H_c$ であるから、 H_c が一定であれば a が大きいほど I_c は a に比例し $|e_L|$ は小となる。

Fig. 2 は、 e_R をブリッジ回路で相殺し e_L のみを検出する抵抗回路である。a-ワイヤのインピーダンスを線形化インダクタンス L を用いて $R_w + j\omega L$ で表すと、Fig. 3 のブリッジ回路 (a)、(b) において e_L は次式で表される。

$$(a) \quad e_L = \frac{R_w - R'_w + j\omega L}{R_w + R'_w + j\omega L} E \quad (12)$$

$$(b) \quad e_L = \frac{R(R_w - R'_w) + j\omega LR}{(R + R'_w)(R_w + R + j\omega L)} E \quad (13)$$

(12) 式で、 $R_w = R'_w$ となるよう可変抵抗器 VR で調整すると $R_w \gg \omega L$ の場合は、

$$e_L \approx \frac{j\omega L}{2R_w} E \quad (14)$$

また、(13) 式で $R_w = R'_w$ 、 $R \gg R_w$ 、 ωL とおくと、

$$e_L \approx \frac{j\omega L}{R} E \quad (15)$$

Fig. 4 Domain model for as-cast amorphous wire.

Fig. 5 e_L vs. frequency characteristics for zero magnetostrictive a-wire.

となり、 e_L は誘導電圧となる。Fig. 2はFig. 3(a)の回路である。

次に、Fig. 2の回路を用いて $(\text{Fe}_{0.06}\text{Co}_{0.94})_{72.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ at%の組成の零磁歪ワイヤ（飽和磁歪定数 $\lambda_s = -10^{-7}$ ）において $|e_L|$ の測定を行った。 $|e_L|$ の大きさは零磁歪ワイヤの他に、負磁歪ワイヤ、高正磁歪ワイヤにおいても測定したが、高正磁歪ワイヤでは $|e_L|$ はほぼ零、負磁歪ワイヤでは零磁歪ワイヤの場合の1/5程度であった。これらの関係はFig. 4のa-ワイヤの磁区モデル³⁾で説明される。(a)は正磁歪ワイヤ、(b)は負磁歪ワイヤ、(c)は張力熱処理後の零磁歪ワイヤの場合を表している。(a)では外殻部は垂直磁化層であり、 μ_θ は著しく低いと考えられる。(b)、(c)では外殻部は円周方向に磁化容易方向を有しており、 $\lambda \leq 0$ では μ_θ は著しく高い値であり、 $|e_L| \propto \mu_\theta$ より $|e_L|$ は最も高い値を示すことになる。

Fig. 5は、零磁歪ワイヤの正弦波通電電流の周波数 f に対する $|e_L|$ の測定結果を示す。ワイヤ長は5 mm、ワイヤ外周磁界 $H_\theta \text{ max} (=I_m/2\pi a)=320 \text{ A/m}$ である。ワイヤ径は4種類であり、135 μm 径はas-castワイヤ、

Fig. 6 e_L vs. $|I_m|$ characteristics for zero magnetostrictive a-wire.

100 μm 径、50 μm 径、30 μm 径は冷間線引後張力3 kg/mm²、520°C、1.8 sの加熱処理（張力アニール）を施したワイヤである。700 kHz < f < 5 MHzでは $|e_L|$ はほぼ一定であり、30 μm 径（30 mA通電）でも $|e_L|$ は60 mV程度の高い値を示している。これは張力アニールによりわずかに負磁歪ワイヤでは磁歪の逆効果によって円周方向に磁化容易方向が誘導され μ_θ が高い値を示すためと考えられる。

Fig. 6は、5 mm長a-ワイヤの正弦波通電電流振幅 I_m に対する $|e_L|$ 特性の測定結果である。 I_{ac} の周波数は10 kHzとした。 I_m が30 mA以上では $|e_L|$ の値は30 μm 径張力アニールワイヤで著しく高い値を示した。これは(3)式において $H_{\theta \text{ max}}$ が最大となり $\mu_\theta(\omega, B_m)$ が最大となったためと考えられる。30 μm 径ワイヤでは $I_m > 30 \text{ mA}$ で $|e_L|$ は減少していくが、 I_m の増加により(6)式の B_m が増加し、 I_m より γB_m^2 の増加率が高くなったためと思われる。また、 $I_m > 30 \text{ mA}$ では $R_w I_m^2$ による発熱も μ_θ を減少させていると考えられる。

3. MI 効果

a-ワイヤの長さ方向に外部磁界 H_{ex} を印加するとFig. 4(b)の磁区モデルより円周方向（磁化容易方向）の磁化ベクトルがワイヤ長さ方向に回転（回転角 ϕ ）するので円周方向の磁束は $\cos \phi$ 倍に減少する。この回転磁化により μ_θ は減少し、 $|e_L|$ が減少することが予想される。

Fig. 7は、FeCoSiB零磁歪a-ワイヤの円周方向BH特性の理論曲線(b)⁴⁾と測定結果(c)である。(b)では一軸異方性定数 K_u の分布を考慮し、回転磁化ヒステリシス曲線を仮定して求めた。 h_θ は異方性磁界で正規化した $H_\theta(h_\theta = H_\theta M_s / 2K_u)$ を表している。(c)では B_θ は実測値 $e_L(t)$ の積分器出力電圧($B_\theta = (1/ai) \int e_L dt$)を用いた特性であり、 H_θ は $H_\theta = I_{ac} / 2\pi a$ とした。外部磁界 H_{ex} は直流一様磁界を仮定した。 H_{ex} により保磁力が減少するがBH

Fig. 7 B_θ - H_θ hysteresis loops of FeCoSiB wire in the presence of a longitudinal external field: (a) domain structure, (b) calculated loops and (c) measured loops.

ループの微分透磁率が著しく減少するため $|e_L|$ が敏感に減少することが分かる。

Fig. 8 は、零磁歪 a-ワイヤの $|e_L|$ - H_{ex} 特性（『磁気インダクタンス効果特性』または「MI 特性」と呼ぶことにする。）の測定結果を示す。(a) は as-cast 135 μm 径ワイヤを用いた結果であり、ワイヤ長 l が 10 mm 以下になると H_{ex} に対して $|e_L|$ が変化しない不感域が現れ、 l の減少とともに拡大している。(b) は 50 μm 径張力アニールワイヤの場合であり、 l によらず MI 特性はほぼ同一であり、 $l=2$ mm の微小寸法ワイヤでも著しく高感度の MI 特性を示している。Fig. 8(a), (b) の特性の相違は Fig. 4(b), (c) の磁区モデルの差異によると考えられる。すなわち、as-cast ワイヤの内心部はワイヤ長方向に強い磁化容易方向を持つと考えられ、内心部は H_{ex} によって容易に飽和し、反磁界 H_{dem} （最大値は $N_{dem}M_s/\mu_0$ ； N_{dem} ：反磁界係数）が発生する。この H_{dem} は内心部端に発生した磁極によると考えられ、 H_{dem} より小さな磁界が外殻部に対して H_{ex} と逆方向に生じていると考えられる。これらの関係を Fig. 9 に示す。

Fig. 9 は、ワイヤのアスペクト比 (l/D_0) に対する反磁

Fig. 8 Magneto-inductive characteristics of (a) as-cast wire and (b) tension-annealed wire.

Fig. 9 L/D ratio vs. demagnetizing field H_{dem} characteristics.

界 H_{dem} の最大値の計算値（実線）、ワイヤの長さ方向の BH 特性から求めた値（○印）および Fig. 8(a) の不感域最大値の磁界 H^* （●印）である。 H^* は H_{dem} 最大値より小さな値であり、内心部端磁極からの磁界の可能性が推定される。つまり、Fig. 4(c) では負磁歪ワイヤを張力アニールした場合であり、磁歪の逆効果により内心部は消滅しワイヤ全体が円周方向の磁化容易軸を持つと考えられる。MI 特性の不感域が内心部磁極によると考えると Fig. 8(b) では不感域が現れないことになる。また、 $\lambda \approx 0$ のワイヤでは異方性エネルギーが小さく、 μ^* 効果⁵⁾によ

Fig. 10 Temperature dependence of the MI characteristics of a tension-annealed FeCoSiB wire ($l=5$ mm).

Fig. 11 Constitution of (a) a non-contact type accurate rotary encoder, (b) the output wave form for a 64 mm 100-pole ring magnet and (c) a 30 mm 120-pole ring magnet.

り反磁界が現れにくいと考えられる。

4. MI 特性の温度安定性

Fig. 10 は、磁心長=5 mm, 50 μ m 径張力アニール零磁歪ワイヤの MI 特性の温度特性である。ワイヤのみを電気炉内に設置し、180°C まで雰囲気温度を上昇させた場合、 $|e_L|$ の $H_{ex}=0 \sim 10$ Oe に対する変化幅（減少）では室温 ($R.T.=20^\circ\text{C}$) の場合の約 20% (0.125%/°C) であった。この比較的良好な温度安定性は張力アニールにより各原子が低エネルギー状態に安定化されていることによると考えられる。なお、Fig. 10 の温度特性はブリッジ回路の出力電圧の温度特性を示しており、Fig. 3(a) のブリッジ回路の動作式 ((12) 式) を用いて表すと次式となる。

Fig. 12 Magnetic-field sensor circuit.

$$|e_L| = \left(\frac{(R_w(T) - R'_w)^2 + (\omega L(I_m, T))^2}{(R_w(T) + R'_w)^2 + (\omega L(I_m, T))^2} \right)^{1/2} \cdot \frac{E}{\sqrt{2}}$$

$$\approx \frac{\sqrt{(R_w(T) - R'_w)^2 + (\omega L(I_m, T))^2}}{R_w(T) + R'_w} \cdot \frac{E}{\sqrt{2}} \quad (R'_w \gg \omega L) \quad (16)$$

RT では $R_w(T) \approx R'_w$ に調整されるが、温度 T では $R_w = R_w(RT)(1 + \alpha(T - T_{RT}))$ により $R_w > R'_w$ となる。 $R_w - R'_w = \Delta R_w(T)$ とおくと、 ΔR_w の影響は (16) 式の分母で同程度であり $|e_L|$ の変化は小さいと考えられる。そこで、 $|e_L|$ の T に対する減少は、温度上昇による M_s の減少による μ_0 の減少によって L が減少することが原因と考えられる。

5. MI 素子のロータリエンコーダ用ヘッドへの応用

Fig. 11 は、5 mm 長、50 μ m 径零磁歪 a-ワイヤ（張力アニール）の両端に電極を設置し、 e_L (AM 波) をダイオードとコンデンサによる検波回路（復調回路）を通して $|H_{ex}|$ 波形を検出する素子を構成し、多極着磁リング磁石の表面磁束を検出した例を示す。(a) は非接触型ロータリエンコーダの構成図を示し、(b) は 64 mm 径 100 極リングマグネットの場合 ($I_{ac}; I_m = 30$ mA, 100 kHz), (c) は 30 mm 径 120 極リングマグネットを用いた場合 ($I_{ac}; I_m = 1$ mA, 100 kHz) の出力波形である。いずれもワイヤ端をマグネット面から 1.5 mm 程度離しても明瞭な $|H_{ex}|$ 波形が得られた。

a-ワイヤではワイヤ長さ方向の磁界に対し、 $|e_L|$ が敏感に減少する著しい指向性を示すのでワイヤ先端をエッチング加工により鋭角先端に加工することにより、局所磁界の検出に適していると考えられる。また、既製磁気ヘッドを集磁ヨークとして利用し、MI 素子ワイヤをヘッド内に設置することで磁気テープの読み出し用磁束検出ヘッドが構成されることが考えられる。

6. 磁界センサ

Fig. 12 は、MI 効果を利用した磁界センサの回路図で

Fig. 13 Principle of MI field sensor.

FeCoSiB tension-annealed 50 μm
 $I_{ac} = 30 \text{ mA}$ $f = 100 \text{ kHz}$

Fig. 14 E_0 vs. H_{ex} characteristics.

ある。a-ワイヤに交流電流を通電すると、ワイヤ自身の電気抵抗 R_w により電圧 e_i が e_L に重畳するので $R_w I_w$ を除去し、 e_L のみを発生させる³⁾。また、2本のa-ワイヤには互いに逆方向に直流バイアス磁界 H_b が加えられている。ここではコイルに直流電流を通電することにより H_b を印加する。このバイアス磁界により、a-ワイヤのMI特性は Fig. 13 に示すように $H_{ex} + H_b$ のa-ワイヤでは負方向に、 $H_{ex} - H_b$ のa-ワイヤでは正方向に移動する。

$$|e_{L1}| = \sum_{k=0}^n a_k (H_{ex} - H_b)^k \quad (17)$$

$$|e_{L2}| = \sum_{k=0}^n (-1)^{k+1} a_k (H_{ex} + H_b)^k \quad (18)$$

$$E_0 = |e_{L1}| + |e_{L2}| = 2[(a_1 - a_2 H_b) H_{ex} + a_3 H_{ex}^3 + \dots] \\ \cong 2(a_1 - a_2 H_b) H_{ex} \quad (19)$$

この2本のa-ワイヤの $|e_L|$ の差をとることにより外部磁界に正比例した出力 E_0 を得る。

Fig. 14 は、この磁界センサの検出特性である。ワイヤ

は 50 μm 径、2 mm 長である。バイアス磁界 H_b は 300 A/m である。-200 A/m ~ 200 A/m の範囲で非直線性が4%以下で、ヒステリシスのない高感度な検出特性が得られている。 H_b の増減に対して E_0 の最大値は変化するが、(19)式の a_2 が $a_1 \gg a_2 H_b$ であり、検出感度の変化は小さい。本センサは、ホール素子と同程度のセンサヘッド寸法で、感度は数十倍以上の磁界センサと見ることができ、磁界の局所的分布の測定などに適していると考えられる。

7. おわりに

アモルファス零磁歪および負磁歪ワイヤの円周方向磁化容易性に着目し、ワイヤに交流電流を印加したときの「円周磁化起電力効果」によるワイヤ両端の誘導電圧をブリッジ回路によって検出し、誘導電圧の振幅がワイヤ長さ方向の外部磁界によって敏感に減少する「磁気インダクタンス効果」を見いだした。この効果は張力アニール処理を施して零磁歪ワイヤでは1~2 mm 長においても30 mm 長ワイヤの場合とほぼ同一の感度を示すので、微小寸法の磁束検出素子が構成できることが分かった。この素子ではワイヤにはコイルが不要であるのでMR素子と同様な素子構成が可能であり、MR素子が使用される応用分野に適用でき著しく高感度の磁束検出素子として使用されることが期待される。また、2個のMI素子により、ホール素子と同程度のセンサヘッド寸法で感度が数十倍である磁界センサが構成され、磁界の局所的分布の測定が可能であることが分かった。今後は、センサヘッドをさらに小型化する予定である。

文 献

- 1) K. Mohri *et al.*: Intermag '92 (St. Louis) JC-04 (1992).
- 2) 川島, 他: 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-92-129, 65 (1992).
- 3) 川島, 他: 日本応用磁気学会誌, 16, 560 (1992).
- 4) L. V. Panina, 他: 第16回日本応用磁気学会学術講演会概要集, 9pE-4, 366 (1992).
- 5) 近角聡信: 強磁性体の物理, p. 153, 裳華房, 東京, (1965).

1992年11月19日受理, 1993年2月2日採録