微細形状磁性薄膜の高周波インピーダンス解析

Analysis of the High-Frequency Impedance of Micromachined Films

菊池弘昭・竹澤昌晃・山口正洋・荒井賢一

東北大学電気通信研究所, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-77)

H. Kikuchi, M. Takezawa, M. Yamaguchi, and K. I. Arai

Research Institute of Electrical Communication, Tohoku Univ., 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-77

This paper reports an analysis of the high-frequency impedance of micromachined soft-magnetic thin films. The impedance changes according to the directions of the easy axis orientation and the dc magnetic field to be sensed. Investigation of CoZrNb films clarified that the change in permeability with the applied dc magnetic field can be explained by the bias susceptibility theory. Moreover, the change in the impedance of micromachined films can be estimated quantitatively on the basis of the dc field dependence of the permeability.

Key words: magnetic anisotropy, bias susceptibility, permeability, impedance, skin effect

1. はじめに

バルクおよびワイヤ磁性体に直接高周波電流を通電し, その表皮効果や透磁率変化を巻線なしで利用した素子には, 発熱システム^{1)~3)}や非接触電流センサ³⁾, 磁界センサ⁴⁾などが報告されている。最近では磁性薄膜を用いた高感度な磁界センサの研究が行われ^{4)~7)}, 高感度化, 高速応答化を目指した検出回路や素子構造に関する検討が中心に行われている。しかし, 磁界センサの研究開発において, 外部磁界に対していかに透磁率が変化するかを明らかにした上でインピーダンス変化を定量的に検討した報告例はほとんどなく, 動作原理の解明や材料設計ならびに素子形状の最適化などを行う上で大きな問題となっている。

このため, 本稿では CoZrNb 薄膜をイオンミリングにより矩形状に微細加工した素子を作製し, その外部直流磁界に対するインピーダンス変化を磁化容易軸の方向と磁界印加方向の組み合わせが異なる場合について系統的に検討した。その結果, 透磁率の外部磁界依存性をバイアス磁化率の理論により説明できることを明らかにするとともに, 透磁率の外部磁界依存性と微細素子のインピーダンスの外部磁界依存性との定量的関係を示すことができたので報告する。

2. 実験方法

膜厚 $1\mu\text{m}$ の CoZrNb 薄膜を酸化膜つき Si 基板上に rf スパッタ法により成膜し, 回転磁界中および静磁界中熱処理を施し一軸異方性を付与した。静磁界中熱処理後の異方性磁界 H_k は $400\sim 480\text{ A/m}$ ($5\sim 6\text{ Oe}$) であった。Fig. 1 に素子の作製手順を示した。直径 25 mm の膜をイオンミリングにより幅 $120\mu\text{m}$, 長さ 4 mm の矩形状素子に微細加工した。素子の短辺方向が磁化容易軸あるいは磁化困難軸となるような 2 通りの微

細加工を行い, 長辺方向に高周波電流を通電した。したがって素子の短辺方向に微小振幅の交流励磁が行われる。この素子の磁気異方性と外部直流磁界の印加方向が平行または面内で直交となる場合のインピーダンスをネットワークアナライザ (HP 8752A) を用いて反射法⁸⁾により測定した。直流磁界はヘルムホルツコイルにより印加した。Fig. 2 は磁気異方性と外部直流磁界の印加方向との組み合わせを示したものであり, 次の (a)~(d) の 4 通りである。

- (a) 短辺方向が磁化容易軸で長辺方向に直流磁界を印加
- (b) 短辺方向が磁化容易軸で短辺方向に直流磁界を印加
- (c) 長辺方向が磁化容易軸で長辺方向に直流磁界を印加
- (d) 長辺方向が磁化容易軸で短辺方向に直流磁界を印加

薄膜の透磁率の外部磁界依存性を検討するために直径 10 mm の膜を微細加工せずに使用した。測定はヘルムホルツコイルにより直流磁界を印加しながらマイクロストリップコイルを用いたパーミアンスメータ⁹⁾により行った。

3. 磁気異方性とインピーダンス変化

Fig. 3 は, Si 基板上に作製した微細形状磁性薄膜のインピーダンスの外部磁界依存性を Fig. 2 で説明した 4 通りの場合について測定した結果を示したものである。周波数は 100 MHz である。(a) の場合は, 磁界強度が異方性磁界 H_k 付近のときにインピーダンスが最大値 38.5Ω となった。またその変化率は $+17\%$ であり 4 通りの中で最大であった。(b) の場合には, インピーダンスの変化は観測されなかった。(c) の場合には, 外部直流磁界 H_{dc} が 0 のときにインピーダンスは最大となり, H_{dc} の増加に伴って減少する傾向を示した。(d) の場合には, H_{dc} が小さい場合はインピーダンスは一定で, 4800 A/m (60 Oe) 以上で低下した。低磁界側で変化がみられなかったのは, 短辺方向では反磁界が大きく, 外部磁界に対する磁界感度が低下したためであると考えられる。

Fig. 1 Micromachining process for magnetic thin films.

Fig. 2 Combination of the magnetic anisotropy and the direction of the external dc field.

Fig. 3 Dependence of the impedance on the dc magnetic field.

4. 透磁率の外部磁界依存性

4.1 透磁率の理論値

前節では、容易軸方向を微小振幅で交流励磁し、困難軸方向に直流磁界を印加した (a) の場合にインピーダンスの変化が最も大きかった。この場合について、まずバイアス磁化率の理論¹⁰⁾をもとに透磁率の理論計算を行った。異方性磁界が H_k の磁性膜の平均磁化容易軸方向に微小振幅の交流励磁を行い、平均磁化容易軸から 90° の方向に直流磁界 H_{dc} を印加した場合の容易軸方向の比透磁率 μ_{ri} は Landau-Lifshitz の方程式を解くことにより以下のように表される^{11), 12)}。

$$\mu_{ri} = \mu'_{ri} - j\mu''_{ri} \quad (1)$$

$$\mu'_{ri} = \frac{\gamma^2}{\mu_0^2} \frac{M_s^2 \sin^2 \phi_0}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (4\pi\lambda\omega)^2} (\omega_0^2 - \omega^2) \quad (2)$$

$$\mu''_{ri} = \frac{\gamma^2}{\mu_0^2} \frac{4\pi\lambda\omega M_s^2 \sin^2 \phi_0}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (4\pi\lambda\omega)^2} \quad (3)$$

ここで ω は角周波数、 M_s は飽和磁化、 λ は制動定数、 γ はジャイロ磁気定数であり、 ϕ_0 は微小振幅の交流磁界を加えない場合の磁化の静的安定位置であり (4), (5) 式で与えられる。

$$\phi_0 = \sin^{-1}(H_{dc}/H_k) \quad (H_{dc} \leq H_k) \quad (4)$$

$$\phi_0 = \pi/2 \quad (H_{dc} > H_k) \quad (5)$$

ω_0 は自然共鳴角周波数であり、(6), (7) 式で表される。

$$\omega_0^2 = \frac{\gamma^2}{\mu_0} M_s H_k \left(1 - \frac{H_{dc}^2}{H_k^2}\right) \quad (H_{dc} \leq H_k) \quad (6)$$

$$\omega_0^2 = \frac{\gamma^2}{\mu_0} M_s (H_{dc} - H_k) \quad (H_{dc} > H_k) \quad (7)$$

(1)~(7) 式より磁性薄膜の直流透磁率および自然共鳴による比

Fig. 4 Explanation of the permeability changes using bias susceptibility.

透磁率の周波数特性が得られる。これに渦電流の影響を考慮すると比透磁率は (8), (9) 式のように表される。

$$\mu_{eddy} = \mu_{ri} \frac{\tanh\{(1+j)t/2\delta\}}{(1+j)t/2\delta} \quad (8)$$

ただし、 t は膜厚である。 δ は表皮厚さで次式で表される。

$$\delta = \sqrt{2\rho/\omega\mu_{ri}\mu_0} \quad (9)$$

ただし、 ρ は抵抗率である。(8) 式は文献 13 で導出されている式を表皮厚さ δ を用いた表現に改めたものである。さらに異方性の角度分散と強度分散が (10), (11) 式に示すガウス分布によって与えられると仮定すれば、比透磁率は (12) 式ようになる¹¹⁾。

$$G_1(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\alpha} \exp\{-(\alpha - \tau_\alpha)^2/2\sigma_\alpha^2\} \quad (10)$$

$$G_2(h_k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{h_k}} \exp\{-(h_k - \tau_{h_k})^2/2\sigma_{h_k}^2\} \quad (11)$$

$$\mu_{er} = \iint \mu_{eddy}(h_k, \alpha) G_2(h_k) G_1(\alpha) dh_k d\alpha \equiv \mu'_{er} - j\mu''_{er} \quad (12)$$

α は局所磁化容易軸の平均磁化容易軸からのずれ角であり、 h_k は局所領域における異方性磁界である。 α, h_k の平均値がそれぞれ τ_α, τ_{h_k} であり、標準偏差が $\sigma_\alpha, \sigma_{h_k}$ である。これらから直流磁界を印加した場合の比透磁率が計算される。

以上に基いて、予想される透磁率変化を Fig. 4 に示した。(a) は $H_{dc} = 0$ のときであり磁化は容易軸方向を向いている。これと同方向に交流励磁を行っても、高周波領域では磁壁移動はほとんど行われず、磁化回転は原理的に生じないため透磁率は低い値となる。次に、(b) のように H_{dc} を増加させると磁化が容易軸から傾いた方向で安定する。ここで交流励磁を行うと磁化

Fig. 5 Dependence of the permeability on the dc magnetic field.

回転が起こり、その容易軸方向の成分によって透磁率の値が増加する。 $H_{dc} = H_k$ となると磁化の方向は困難軸方向を向き、このとき透磁率は最大となる。さらに $H_{dc} > H_k$ とすると、(c) のように磁化が困難軸方向に固定され磁化回転が起こりにくくなるために透磁率は低下する。

4.2 実験および考察

Fig. 5 は円盤状 CoZrNb 薄膜の容易軸方向に交流励磁を行い、困難軸方向に直流磁界を印加した場合の透磁率の実験値と計算値を比較して示したものである。計算値は (1)~(12) 式に基づいて求め、膜の平均磁化容易軸の方向と異方性磁界の大きさより $\tau_a = 0$, $\tau_k = 6$ とした。異方性分散 (スキュー) については実験値に合わせこみ、 $\sigma_a = \sigma_k = 1.5$ とした。励磁周波数は 1 MHz および 100 MHz である。どちらの周波数においても透磁率の実部は $H_{dc} = 480$ A/m (6 Oe) 付近で最大となり、計算値および Fig. 4 に示した予想とほぼ一致する傾向を示した。文献 14 からは CoZrNb 膜について $\sigma_a = 1.0$, $\sigma_k = 0.7$ と読みとれるので、Fig. 5 の計算に用いた σ_a , σ_k は現実的な値と思われる。

一方、透磁率虚部については $f = 1$ MHz では大きな変化はみられなかったのに対し、 $f = 100$ MHz では $H_{dc} = 480$ A/m (6 Oe) 付近で最大値をとった。これはより高周波になり渦電流による損失が増大したためである。実験値と計算値を比較すると $f = 1$ MHz では大きな差がみられる。これはバイアス磁化率の理論が磁化回転による磁化過程のみを考慮しているのに対し、

実際は数 MHz 程度では磁壁の移動が起こるためであると考えられる。 $f = 100$ MHz では実験値と計算値はよく一致していることから、磁化回転による磁化過程が支配的であると考えられる。

5. インピーダンスの外部磁界依存性

5.1 磁性薄膜のインピーダンスの理論値

膜厚が t 、幅と長さが無限大の磁性平板を考え、膜厚方向を z 方向、幅方向を y 方向、長さ方向を x 方向とする。電流は y 成分のみを持つとすると、Maxwell の方程式より次の基本方程式を得る。

$$\frac{d^2 H_x(z)}{dz^2} = \frac{\mu_{er}}{\rho} \frac{dH_x(z)}{dt} \quad (13)$$

(13) 式を幅 w 、長さ l で囲まれる範囲について解くと、内部のインピーダンス Z_i は (14)~(17) 式のように表される。

$$Z_i = \frac{\rho l}{\sqrt{2} w \delta^*} \exp(j\theta_a) \coth \left\{ \frac{t}{\sqrt{2} \delta^*} \exp(j\theta_a) \right\} \quad (14)$$

$$\mu_{er}^* = \sqrt{\mu_{er}'^2 + \mu_{er}''^2} \quad (15)$$

$$\theta_a = \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{\mu_{er}''}{\mu_{er}'} \quad (16)$$

$$\delta^* = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega \mu_0 \mu_{er}^*}} \quad (17)$$

次に、外部インダクタンスは、Greenhouse の式¹⁵⁾から内部インダクタンスの項を除いて、

$$L_e = 200l \left(\ln \left(\frac{2l}{w+t} \right) + 0.25049 + \frac{w+t}{3l} \right) \text{ (nH)} \quad (18)$$

となる。また本実験では素子の接続にボンディングワイヤを用いており、そのインダクタンス分 L_w を考慮すると全インピーダンスは (19) 式のように与えられる。

$$Z = Z_i + j\omega(L_e + L_w) \quad (19)$$

5.2 実験および考察

Si の導電性や誘電特性の影響を取り除き、解析を容易にするために、絶縁体であるガラス基板上に作製した素子を用いた。素子の形状は矩形状で寸法は幅 120 μm 、長さ 4 mm、膜厚 1 μm である。Fig. 6 はこの素子のインピーダンスの外部磁界依存性の実験値と計算値を示したものである。計算には (14)~(19) 式を用い、透磁率の値には Fig. 5 に示した実験値を用い

Fig. 6 Dependence of the impedance on the dc magnetic field.

た。また、ボンディングワイヤのインダクタンスは $L_w=7\text{ nH}$ とした。駆動周波数は 1 MHz および 100 MHz である。 $f=1\text{ MHz}$ ではインピーダンスに変化はみられなかったが、 $f=100\text{ MHz}$ では $H_{dc}=480\text{ A/m}$ (6 Oe) 程度で最大値をとる傾向を示し、変化率は $+13\%$ であった。実験値と計算値はよく一致しており、透磁率とインピーダンスの定量的関係が明らかとなった。

以上のように、よく知られるバイアス磁化率の理論によって、外部磁界に対する CoZrNb 薄膜の透磁率の変化を定量的に説明することができた。透磁率の変化に対するインピーダンスの変化については従来から知られるように Maxwell の方程式に基づく電磁気学的な動作機構になっていることを確認した。このことからバイアス磁化率の理論を用いたインピーダンス変化の定量的解析が可能であることを示せた。

6. ま と め

(1) 磁化容易軸の方向と外部磁界印加方向の組み合わせが異なる場合のインピーダンス変化を系統的に検討し、素子短辺方向を磁化容易軸にして長辺方向に直流磁界を印加した場合にインピーダンス変化が最も大きくなることを明らかにした。

(2) 磁化過程として磁化回転が支配的であるような高周波領域では、バイアス磁化率の理論によって磁性薄膜の透磁率の外部磁界依存性を説明できることを明らかにした。

(3) 磁性薄膜の透磁率とそれを微細加工した素子のインピーダンスとの定量的対応が明らかとなった。今回はインピーダンスが最も大きく変化する場合について解析を行ったが、容

易軸の方向あるいは直流磁界の印加方向が異なる場合においても同様の解析が可能であると考えられる。

文 献

- 1) D. F. Othmer: *J. Pipeline*, **1**, 113 (1981).
- 2) 沼沢 茂, 村上孝一, 北條博行: 日本応用磁気学会誌, **9**, 263 (1985).
- 3) 北條博行, 早坂明夫, 堀崎一弘, 山口正洋, 松田 学, 村上孝一: 日本応用磁気学会誌, **11**, 417 (1987).
- 4) 毛利佳年雄: 日本応用磁気学会誌, **19**, 847 (1995).
- 5) 武士田健一, 内山 剛, 毛利佳年雄: 電気学会論文誌 A, **115**, 949 (1995).
- 6) M. Senda, O. Ishii, Y. Koshimoto, and T. Toshima: *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 4611 (1994).
- 7) 森川健志, 西部裕司, 山寺秀哉, 野々村 裕, 武内正治, 多賀康訓: 日本応用磁気学会誌, **20**, 553 (1996).
- 8) K. I. Arai, M. Yamaguchi, and H. Ohzeki: *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 2175 (1992).
- 9) T. Kawazu, M. Yamaguchi, and K. I. Arai: *IEEE Trans. Magn.*, **30**, 4641 (1994).
- 10) 飯田修一, 岩崎俊一, 岩間義郎, 小林 寛, 桜井良文, 長島富雄, 渡辺昭治: 磁性薄膜工学, p. 155 (丸善, 東京, 1977).
- 11) 前畠康宏, 網島 滋, 内山 晋: 日本応用磁気学会誌, **13**, 307 (1989).
- 12) 細野彰彦, 島田 寛, 沼澤潤二, 米田与志朗: 東北大学科学計測研究所報告, **39**, 27 (1990).
- 13) R. M. Bozorth: *Ferromagnetism*, p. 769 (D. Van Nostrand, New York, 1951).
- 14) 豊田明久: 東北大学修士論文 (1995).
- 15) H. M. Greenhouse: *IEEE Trans. Parts, Hybrids and Packaging*, **10**, 101 (1974).

1996 年 10 月 15 日受理, 1997 年 1 月 16 日採録