

原稿の内容に関するご連絡先（2023/1/25 現在）

岡本 聡（東北大学） `satoshi.okamoto.c1 (at) tohoku.ac.jp`

遠藤 恭（東北大学） `yasushi.endo.c1 (at) tohoku.ac.jp`

（at）の部分を@に替えてください

連載講座

軟磁性材料

薄膜 I 「薄膜の磁化過程」

Fundamentals of Magnetically Soft Materials I
Magnetization Process of Magnetically Soft Thin Films

島田 寛 東北大学工学研究科電気通信工学専攻

Y. Shimada, Department of Electrical and Communication Engineering, Graduate School of Engineering, Tohoku University
Tel: +81-022-795-7070, Fax: +81-022-263-9412, E-mail: simayuta@ecei.tohoku.ac.jp

The fundamentals of the magnetization processes of magnetically soft films are explained. After a brief description of the processes due to domain wall displacement and magnetization rotation, the phenomenon of magnetic moment precession under the strong influence of the demagnetizing field resulting from the film shape anisotropy is presented. This precession, driven by a small-amplitude rf field, allows a superb performance of the thin film permeability at high frequencies. High-frequency features of typical soft films which have been developed to date are presented and discussed in terms of the anisotropy field, resistivity, and film thickness.

Key words: thin, film, magnetization process, domain wall, magnetization rotation, spin precession, magnetic resonance, initial permeability

1. 講座のはじめに

最近 innovation が相次ぎ研究レベルが急速に深化しているスピントロニクスの大きな潮流の中で、この講座の主題である軟磁性材料について解説することが、読者の興味をひくことがあるだろうか？ という不安を感じているが、何かの役に立つ解説にするには、これから軟磁性材料に関連した研究開発にこれから取り組もうとする人たち向けの内容がいいのではないかと、思っている。磁気を系統的に勉強する機会がなかった人たちにとって、磁気の話は別世界の印象があるらしく、勉強の道筋が見だしにくいようである。そこで、筆者がこれまで受けた質問や議論を思い出しながら、厳密な定義や数式をあまり使わず、図面を多くして、それぞれの材料について実質的に使える知識を多く入れるようにしたい。その代償として、用語の説明や定義、基礎事項の記述に抜け落ちや曖昧さが多分に出る恐れもあるので、参考文献の引用を多くして、より系統的な知識習得へ誘導する方法を心がけたい。

以上のような基本方針では、これまでの教科書や解説記事とは似つかない内容になり、専門家が無駄と感じる事項を詳しく、関心のありそうな事項は軽く触れて済ますようなことになりそうであるが、それ以上は筆者の能力の及ば

ないところであり、ご容赦願いたい。この記事は連載の予定であるので、その間にご意見、ご指摘をいただければ、可能な限り内容の変更をしていくつもりである。

初回は、軟磁性材料の磁化過程、薄膜特有の磁化過程、透磁率と磁気共鳴について概説し、これまでに開発されてきたいくつかの軟磁性薄膜を見比べて、特に高周波でどのような振舞いをするかを、おおまかに把握してもらうことにする。連載講座の滑り出しとしては、いささか唐突に感じるかもしれないが、軟磁性薄膜はその動作が広い周波数範囲にわたるので、まずは軟磁性薄膜の全体像に触れておかないと後が書きにくい事情がある。次回以降は、それぞれの薄膜が関連する基礎的性質について詳しく解説する予定である。

2. 軟磁性材料の磁化過程と動特性

磁性材料の入門過程で、納得しにくい最初のものが磁化曲線（磁化過程）である。特にその動的振舞い（周波数依存性）はかなり複雑である。ここでは、その入り口となる軟磁性材料の磁区構造の説明から始める。

Fig. 1 は、軟磁性材料の内部の磁区構造のモデルである。軟磁性材料は、外部磁場がない状態では、なるべく外部への磁束漏れが少なくなるような磁区構造を作るので、図のような磁化の方向が入り混じった磁区構造となる。磁化の方向は、ほぼ容易軸方向（図では (a) の外部磁場方向）を向いている。磁区の境界には磁壁があり、隣り合う磁区

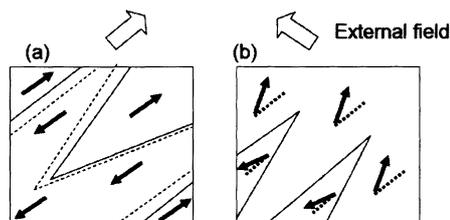


Fig. 1 Models of domain structure and magnetization process in an external field.
(a) Magnetization by domain wall displacements.
(b) Magnetization by rotation.

の磁化の方向が大きく異なっているため、磁壁の内部では、短い距離で磁化の方向が容易軸方向から外れて連続的に回転する。これによって磁壁内には高い異方性エネルギーがあり、また、隣り合う磁化の角度変化が大きいため、高い交換エネルギーも蓄積される。磁壁内では、この磁気異方性エネルギーと交換エネルギーの和が最小になるような磁化の配置になる。磁壁内の磁気エネルギーの密度 σ (erg/cm²) が非常に高くなっていて、例えば Fig. 1 のような 180 度磁壁では、一軸磁気異方性定数 (K_u)、交換ステップネス定数 (A) を使って、

$$\sigma = 4\sqrt{AK_u} \quad (1)$$

と表される¹⁾。材料に弱い外部磁場が印加されると、外部磁場の方向が磁化の方向に近い場合には、その方向に磁化が向いている磁区の体積を増やすように磁壁が湾曲する。これを初磁化状態として、次に磁壁が移動を始める (Fig. 1 (a))。また、磁場の方向が、磁化の方向と大きく異なると (Fig. 1(b))、磁化は磁場方向に回転する。(a) の磁壁移動では、外部磁場による磁壁の動きやすさは、磁壁抗磁力 H_w (Oe) で表される。

$$H_w = \left(\frac{\partial \sigma(x)}{\partial x} \right) \cdot \left(\frac{1}{2M} \right) \quad (2)$$

材料中には、結晶粒界、格子欠陥、歪、不純物、空隙、材料端部など多種類の磁氣的に不均一なサイトが分布していて、磁壁がこれらのサイトを通過しようとする時、磁壁の磁化の分布が乱されてエネルギー極小点に落ち込んでしまう。(2) 式の右辺の M は不均一なサイトでの磁化の強さ、(2) 式の左辺の $\sigma(x)$ は磁壁エネルギーが局所的に変化していることを表している。つまり、磁壁の移動のしやすさが、磁化過程を決めている要因の一つになっている。実際のバルク軟磁性材料、特に電力変換用軟磁性材料 (Fe-Si, Ni-Fe, アモルファス合金²⁾) では、熱処理や表面処理などさまざまな方法により不均一サイトを少なくして磁壁移動を容易にしている。Fig. 2 は、Fig. 1 の (a) と (b) の方向の磁化曲線である。図の容易軸 (easy axis) 方向が磁壁移動による磁化過程で、弱い磁場で大振幅動作が可能なので、駆動電流による抵抗損 (銅損) が少なくできる。一方、

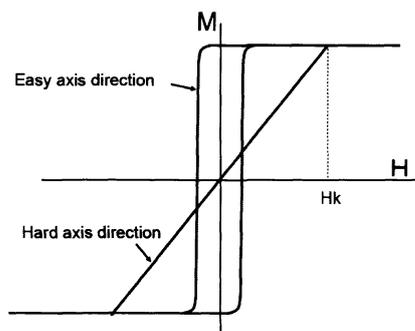


Fig. 2 Magnetization curves in the easy and hard axis directions.

困難軸 (hard axis) 方向の磁化回転の過程では、磁気異方性に打ち勝つために強い磁場が必要となる。しかし、容易軸方向で動作周波数を上げると、Fig. 3 に示したように磁壁移動の前後で高速の磁化反転が起きて渦電流損失が集中的に起こる。磁壁移動による渦電流損失の計算式³⁾と実験⁴⁾によれば、金属磁性材料は、厚さ数十ミクロン以下で、数十 kHz 以下であれば渦電流損失は致命的欠陥にはならないが、これ以上の周波数に対応するためには、電気抵抗を上げるか、材料を数ミクロン以下に薄くしなければならない⁵⁾。一般に高周波用軟磁性材料としては電気抵抗の高いフェライト材料が広く使われているが、フェライトは H_w が比較的高いこと、飽和磁化が低く素子のサイズが大きくなること、Fig. 1 の磁壁移動と磁化回転が混在して高周波での磁化過程が複雑になる、などの課題が残っていて、より飽和磁化の大きい高周波低損失材料の開発は、常に重要な課題となっている。

次に、金属軟磁性材料を数 μm 以下に薄膜化することによって Fig. 3 の渦電流を減らすことを考えてみる。一般に磁区構造を決定する磁気異方性には、結晶磁気異方性⁶⁾、誘導磁気異方性⁷⁾、磁気歪効果⁸⁾などがあるが、代表的な軟磁性薄膜 (Ni-Fe 合金⁹⁾、アモルファス合金¹⁰⁾、ナノグラニューラー構造¹¹⁾) では、結晶磁気異方性も磁歪定数も非常に低いか、あるいは、本質的にゼロであって、Fig. 1 の磁区構造の磁化方向を決める一軸磁気異方性は、誘導磁気異方性によって得られている。誘導磁気異方性は、磁場中熱処理¹²⁾で強さと方向を制御し、分散の少ない一軸磁気異方性を実現することができるので、誘導磁気異方性を制御した材料では、Fig. 3 のような容易軸方向、困難軸方向を明確に分離した磁化過程が実現できる。しかし、前述の磁壁移動による磁化過程を考えると、薄膜では上記の磁壁移動の障害となるサイトがバルク材料よりも高密度で存在するために、磁壁抗磁力が高くなっている。通常、バルクの軟磁性材料は、 H_c を数 mOe まで下げることができるが、通常の薄膜では数百 mOe である。それ以下に下げると、磁壁をトラップするサイトを少なくすればよいが、実際には単結晶薄膜や多層膜など、コスト面で不利なプロセスになる。多層膜は、磁性薄膜の間に酸化物などの非磁性層を入れた構造で、非磁性層が十分に薄い場合、上下の磁性薄膜の磁壁が静磁的に結合して磁壁対になることによって

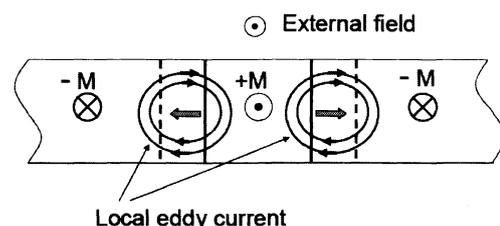


Fig. 3 Magnetization curves in the easy and hard axis directions.

磁壁のエネルギー密度が下がる。それによって、磁壁抗磁力が低下する¹³⁾。

以上のように、薄膜化は磁壁移動の障害が多くなるが、さらに、磁壁自身もつ慣性と Fig. 3 のマイクロな交流損失がブレーキとなり、周波数が数 MHz 以上になると磁壁は弱い外部磁場には応答しなくなるので、単純に薄膜化しても、数十 MHz 以上の高い周波数では優位性がなくなる。実際、軟磁性薄膜材料の容易軸方向の磁化反転を使う例は、1960 年後半から始まって現在の MRAM につながる磁気メモリー素子以外には見当たらない。この場合には、強いパルス磁場やスピントルク電流によって高速の大振幅磁化反転を起こすので、薄膜自体の損失よりもパルス磁場の発生のための損失が問題となる。

これに対して困難軸方向の磁化過程では、磁化の回転によって磁化過程が進行し、 H_w 以下の微弱な外部磁界でも高い透磁率が得られる。一軸磁気異方性が磁化回転に与える実効的な磁場（異方性磁場）は、

$$H_k = \frac{2K_u}{M} \quad (3)$$

(K_u : 一軸磁気異方性定数)

この H_k の強さは、Fig. 2 の困難軸方向の磁化曲線の飽和点から読み取ることができる。

また、Fig. 2 の困難軸方向の傾斜、すなわち、 $4\pi M/H_k$ は、低周波の透磁率そのものなので、磁化曲線の変化を見ながら、磁場中熱処理により誘導磁気異方性（一軸磁気異方性）の強さと方向を制御して、必要な透磁率を得ることができる¹²⁾。

磁化回転においても高周波になると渦電流を生じるが、磁壁移動のように局所的に大きな渦電流を生じることがないので、金属材料でも薄膜形状であれば、非常に高い周波数まで薄膜形状の優位性が保たれる。

以下では、一軸磁気異方性をもつ薄膜の、困難軸方向の透磁率について説明するが、まずは、薄膜の形状磁気異方性について理解する必要がある。マクスウェルの方程式では、 $\text{div } B = 0$ であり、磁束の湧き出しや消滅はないことを示している。これは、電荷から発生して電荷に終わる電束とは根本的に異なる点である。Fig. 4(a) のように、一様な磁化が薄膜面に垂直に向いている場合、磁化によって生じた磁束は薄膜の外部空間にそのほとんどが漏れ出る。すなわち透磁率が μ_0 である外部空間に、透磁率の高い薄膜中と同じ磁束量が広く分布することになり、外部空間には薄膜中に比べて格段に強い磁場が必要になる。つまり、薄膜の磁化をこの方向にそろえるためには、余分な磁場を加えなければならない。このとき、薄膜だけを見ていると、膜面垂直方向に磁化が向くと、それに比例した逆方向の磁場が生じているように見える。これが反磁場である。一方、Fig. 4(b) では磁化は膜面内に一様にそろっていて、空間に漏れ出す磁束の割合は少なく、(a) と比べると反磁場は非

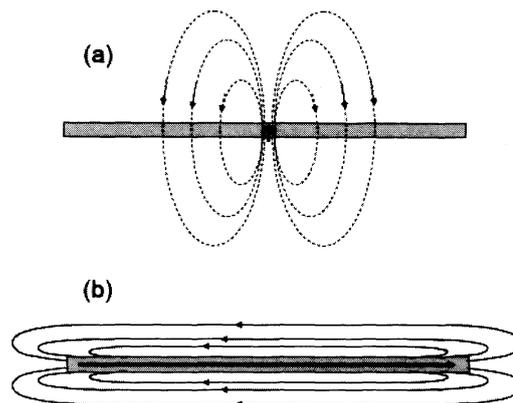


Fig. 4 Flux distribution of a film magnetized in (a) the perpendicular and (b) the film plane directions.

常に小さい。つまり膜面に垂直な磁化成分があると、それに比例した強い反磁場が生じるので、薄膜には強い形状磁気異方性があることになり、膜面垂直方向が困難軸、膜面内が容易面となる。さらに容易面（膜面内）には、上記の誘導磁気異方性がある、というのが、軟磁性薄膜の基本的な性質である。なお、ここで注意すべきことは、膜面内方向の反磁界は、垂直方向に比べて非常に小さいが、ゼロではない、ということである。例えば、面積が数 mm 角の高透磁率薄膜試料では、厚さが $10 \mu\text{m}$ 程度になると、反磁場の影響は無視できず、透磁率は大きく低下する。

次に、磁化の回転について考える。ここまで述べた磁化回転とは、磁化が磁場の方向にそろうように方向を変える過程を意味していたが、実際は、この過程は少し複雑である。それは、磁化（磁気モーメントの集合）は、それ自体が歳差運動をするからである¹⁴⁾。磁気モーメントの根源は、電子のスピン運動と軌道運動からくる力学的角運動量であって、外部から力学的モーメントを加えれば歳差運動を始める。それが損失を伴っているので一定の緩和時間の後、外部磁場の方向に落ち着く。Fig. 5(a) は、その様子を示している。この損失は、主に磁気モーメントの歳差運動によって結晶格子にさまざまな損失が起こるため、材料の結晶相の状態によって敏感に変化する。この歳差運動の角速度は、

$$\omega = \gamma H \quad (4)$$

(γ : ジャイロ磁気係数)

(4) 式の H は、静的な外部磁場がないときには、(3) 式の H_k が実効磁場となり

$$\omega_k = \gamma H_k \quad (5)$$

このとき、歳差運動の角速度（周波数）は、その材料の磁気異方性で決まってしまう。

Fig. 5(b) は、 H_k が垂直方向にあり、これに直角方向から弱い磁場 h を印加した場合を示している。この h と H_k のベクトル和は、垂直方向から傾いているので、磁化は歳差

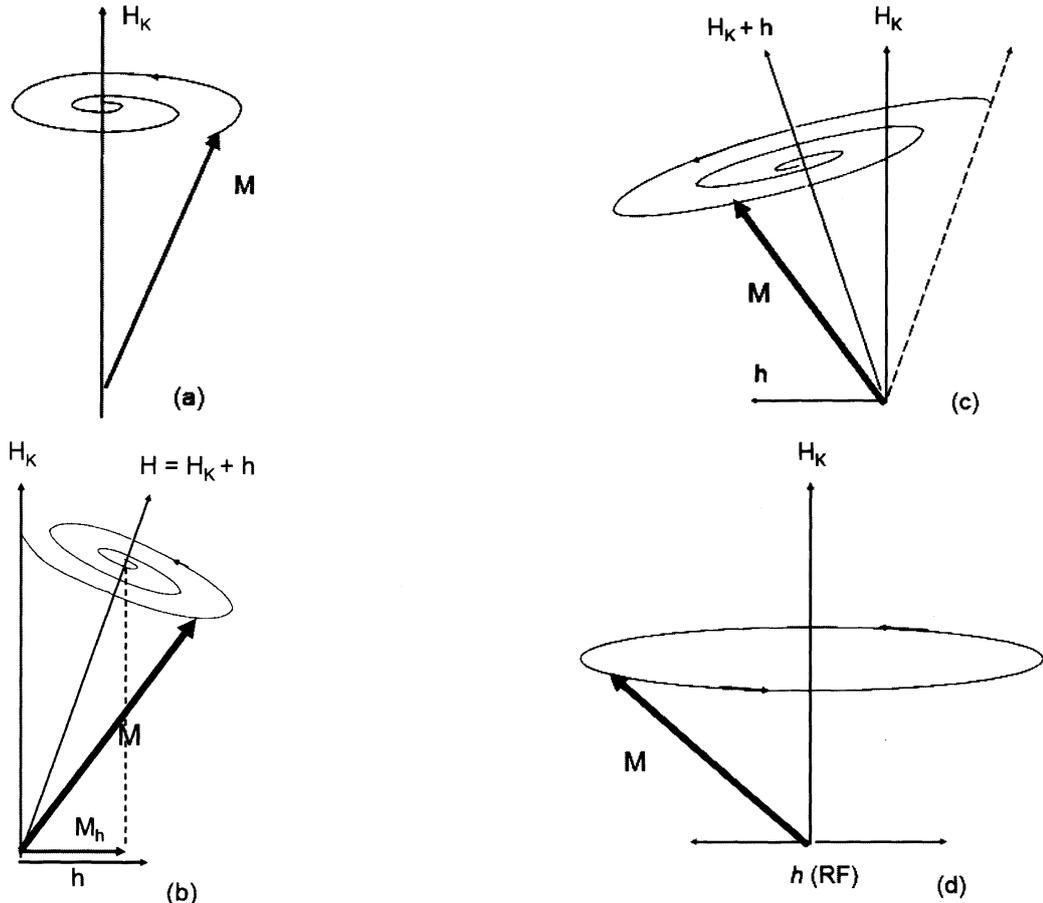


Fig. 5 Precession of magnetization. (a) With an anisotropy field H_k . (b) Movement of magnetization when a small amplitude h is applied. (c) Movement of magnetization when the small amplitude h is reversed. (d) Resonance excited by h .

運動をしながらこの方向に向かう。Fig. 5(c)は、 h が反対方向になった場合で、磁化は再び歳差運動をしながら $-h$ と H_k のベクトル和の方向に向かう。このとき、この弱い交流磁場 h を無視すると、歳差運動の周波数は γH_k で決まり、常に一定である。この h の変化速度を高い周波数 ω_h まで上げて、 ω_h が γH_k （歳差運動の角速度）に近づくと、Fig. 5(d)のような共鳴状態になる。これを磁気自然共鳴と呼ぶ。

この(b)または(c)の h に対する磁気モーメントの変化分が動的な透磁率である。まず、静的または自然共鳴周波数よりも十分に低い周波数での透磁率を考えると、Fig. 5(b)に示したように、磁場 h に対して歳差運動が終わった後の磁気モーメントの h 方向成分 M_h が透磁率の大きさであるので、

$$\mu = \frac{4\pi M_h}{h} + \mu_0 \quad (6)$$

である。(なお、通常の軟磁性薄膜では、(6)式右辺の μ_0 は第1項に比べて小さいので無視して議論されることもある。)このとき、 $h \ll H_k$ を仮定しているので、透磁率は初透磁率の範囲になる。この条件下では、上記の歳差運動は線

形化して表せるので、透磁率の周波数変化が解析的に記述できる^{14), 15)}。通常、高い透磁率を示す軟磁性薄膜の H_k は、約3~500 Oeであるのに対し、高周波で利用する困難軸方向の磁化過程の駆動磁界、すなわち h の強度は、およそ数百 mOe 以下、数百 MHz 以上の準マイクロ波帯では数 mOe 以下、さらにその上では通信用電磁波の磁界成分の大きさになるので、初透磁率を考えるだけで、広い応用分野を取り扱うことができる。ただし、微細スケールの電力線近傍の磁性薄膜などでは、強い高周波磁場があり、 $h \ll M_k$ が成り立たなくなり、非線形成分が大きくなる。

交流磁場 h の周波数が自然共鳴周波数よりも十分低い場合にはFig. 5(b), (c)の図式が成り立っているが、 ω_h が大きくなり共鳴状態(d)に近づくと、上記の損失によって h と M_h の間に位相差が出てくるので、 μ には複素成分が現れ、以下の表現になる。

$$\mu = \mu' - j\mu'' \quad (7)$$

μ' は、 h に位相差なしで応答する成分（実部）、 μ'' は、 90° 遅れの成分（虚部）、すなわち損失によって生じる抵抗分を表している。

次に、薄膜とバルク材料の共鳴周波数の違いについて説

明する。典型的な軟磁性薄膜である $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ を例にして、 $H_k=3 \text{ Oe}$ とすると、(5) では $\gamma H_k/2\pi=20 \text{ MHz}$ になるはずである。しかし、実際には薄膜の共鳴周波数は 500 MHz 付近にあり、非常に高くなっている。これは先に説明したように、形状磁気異方性によって膜面に垂直な磁化成分には大きな反磁界があり、歳差運動の膜面に垂直な成分がこれを感じているためである。これを考慮した共鳴周波数は、

$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{M \cdot H_k} \quad (6)$$

となり、共鳴周波数が大きく上昇する。この式に M が含まれるのは、反磁場が M の大きさに比例しているためである。Fig. 2 で述べたように、低周波での透磁率は、

$$\mu = 4\pi M/H_k \quad (8)$$

となるので、(4) 式を考えると、

$$\mu \cdot \omega_r = 4\pi\gamma M \quad (9)$$

となる。これは、透磁率と磁気共鳴周波数が裏腹の関係にあることを意味し、Snoek の限界と呼ばれている。これは、バルク材料で成り立つものであり、薄膜では(6)式から

$$\mu \times \omega_r^2 = 4\pi\gamma^2 M^2 \quad (10)$$

となり、Snoek の限界を修正した関係になる。

Fig. 6 は、薄膜の二つの磁気異方性（形状磁気異方性と面内一軸磁気異方性）と磁化の歳差運動の関係を表した図である。図の h (RF) によって歳差運動が起こり、膜面に垂直な磁化成分 (M_{\perp}) に反磁場がかかる様子を示している。薄膜の透磁率は、 h (RF) に対する磁化成分 (M_h) の大きさである。Fig. 6 には、 M_h による渦電流の様子も示した。

以上のように、薄膜の形状になると軟磁性材料は非常に

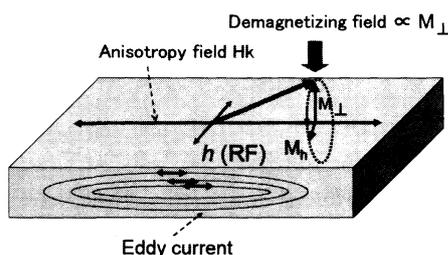


Fig. 6 Model of precession under the influence of the demagnetizing field resulting from the shape anisotropy.

Table 1 Properties of magnetically soft films

	$4\pi M_s$ (G)	H_k (Oe)	ρ ($\mu\Omega\text{cm}$)
$\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$	10,500	~3	15~50
$\text{Fe}_{74}\text{Si}_{16.5}\text{Al}_{9.5}$	10,000	—	~50
$\text{Co}_{85}\text{Zr}_{5}\text{Nb}_{10}$	10,000	16	~150
$\text{Co}_{76}\text{Ta}_{6}\text{C}_{10}$	14,000	~15	~100
$\text{Co}_{56}\text{Al}_{10}\text{O}_{34}$	9,000	80	1,100

高い周波数領域まで透磁率を維持するが、この要因となっている一軸磁気異方性と、強い形状磁気異方性を作っている高飽和磁化を持つのは、現在のところ金属系の軟磁性材料に限られている。しかし、これらの薄膜は導電性が高く、このような高い周波数では、薄膜と言えども Fig. 6 のような渦電流による損失を考慮しなければならない。

軟磁性薄膜は、長い開発の歴史があり、現在得られる軟磁性薄膜は、誘導磁気異方性の強さ、飽和磁化、電気抵抗がさまざまであり、それによって透磁率の周波数も異なっている。その詳細は次回以降に譲ることにして、ここでは、周波数特性の違いをまとめて見る。Table 1 は、軟磁性薄膜の磁気特性、抵抗率の代表的な数値である（表の抵抗率は、薄膜試料の作成条件によって大きく変化するので、およその値を示した）。通常の軟磁性薄膜は分散の少ない一軸磁気異方性があるために、実際の特徴を計算によって精度よく予測できる。Fig. 7(a),(b) には、Table 1 の数値に基づいて初透磁率の周波数特性を計算した結果を示す。なお、Fe-Si-Al は分散の少ない誘導磁気異方性ができにくいので計算は行っていない。計算では、膜厚は $2 \mu\text{m}$ とし

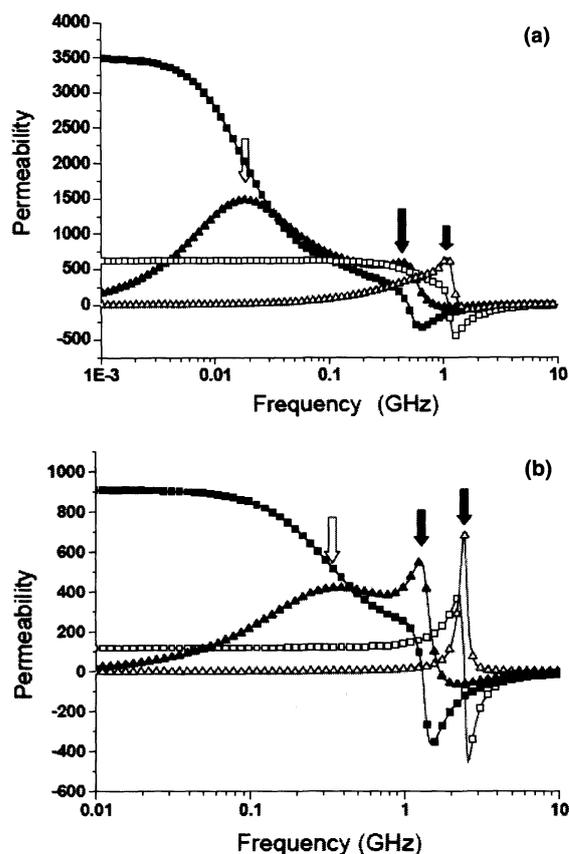


Fig. 7 Simulation of the high frequency characteristics of permeability for $2\text{-}\mu\text{m}$ -thick (a) $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (■, ▲) and Co-Zr-Nb (□, △), (b) nano-crystal Co-Zr-C (■, ▲) and granular Co-Al-O (□, △) films. White arrows: eddy current loss peaks, filled arrows: resonance peaks.

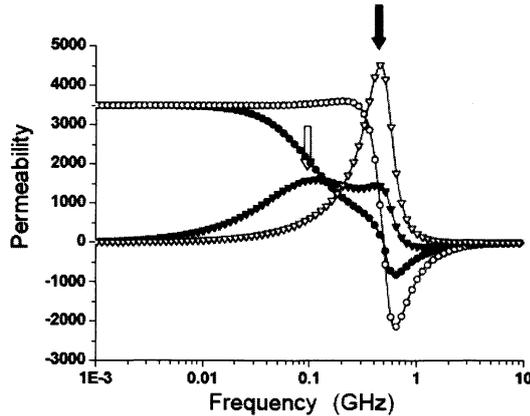


Fig. 8 Simulation of the high frequency characteristics of permeability for $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ films with thickness $0.8\ \mu\text{m}$ (■, ▲) and $0.2\ \mu\text{m}$ (□, △). White arrow: eddy current loss peak, filled arrow: resonance peak.

ている。また、Fig. 5 で触れた損失は、damping 定数 (α) として取り込み、代表的な値である $\alpha=0.01$ としている。この定数は、薄膜試料の作成条件によって敏感に変化するが、 $\alpha=0.1$ を上回るとはほとんどない。 α が大きくなると、共鳴周波数付近の μ' と μ'' のピークが低くなり、ピーク幅が広がる。Fig. 7(a) の $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (■: μ' , ▲: μ'') は、 $H_k=3\ \text{Oe}$ で高い透磁率を示すが、抵抗率が低いので、渦電流による損失が明確に現れる。Co-Zr-Nb (アモルファス膜)¹⁰ (□: μ' , △: μ'') では、 $H_k=15\ \text{Oe}$ で共鳴周波数が高く、抵抗率も高いので渦電流による損失は明確には現れていない。Fig. 7(b) の Co-Ta-C (ナノクリスタル膜)¹⁶ (■: μ' , ▲: μ'') では、透磁率が高く H_k が低いので、渦電流の損失が見えている。Co-Al-O (グラニューラー膜)¹⁷ (□: μ' , △: μ'') では、その特徴である高電気抵抗と高い H_k のために、透磁率は低い、渦電流損失はなく、磁気共鳴周波数も非常に高くなる。

さらに、 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ の膜を $1\ \mu\text{m}$ 以下に薄くすると、高い透磁率を保ったまま渦電流を抑えることができる。Fig. 8 には、膜厚 $0.8, 0.2\ \mu\text{m}$ の場合を示した。

以上のように、軟磁性薄膜は、周波数が高くなるとその基本的性質の違いが明確に現れてくるので、実際に使う際には、周波数範囲、膜厚などに配慮した材料選択が必要である。さらに、本稿では薄膜の形状磁気異方性、誘導磁気異方性のみを考えたが、薄膜の形状、サイズによっては、新たな形状磁気異方性が加わることで、また、磁区構造が微細化すると、膜面垂直方向の反磁界が低下することもあるので注意が必要である。

3. おわりに

この稿では、軟磁性材料の磁化過程から、薄膜特有の磁化過程、歳差運動、自然共鳴、透磁率の周波数特性を説明し、これまでに開発されてきた軟磁性薄膜の比較を行った。次回からは、これらに関連する基礎的な知識を詳しく解説していく予定である。

References

- 1) 近角聡信: 強磁性体の物理 (下), p. 172 (裳華房, 東京, 1984).
- 2) 増本 健: アモルファス合金, p. 135 (アグネ, 東京, 1981).
- 3) 榊 陽: 磁気工学の基礎と応用, 電気学会マグネティックス技術委員会, p. 46 (コロナ社, 東京, 1999).
- 4) Y. Sakaki and S. Imagi: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-17**, 1487 (1981).
- 5) 八木正昭: 日本金属学会報, **31**, 991 (1992); 八木正昭, 沢孝雄, 山崎二郎: 電気学会 A 部門誌, **116-A**, 545 (1992).
- 6) 近角聡信: 強磁性体の物理 (下), p. 1 (裳華房, 東京, 1984); 大田恵造: 磁気工学の基礎 II, p. 5 (共立出版, 東京, 1973).
- 7) 近角聡信: 強磁性体の物理 (下), p. 56 (裳華房, 東京, 1984); 大田恵造: 磁気工学の基礎 II, p. 256 (共立出版, 東京, 1973).
- 8) 近角聡信: 強磁性体の物理 (下), p. 106 (裳華房, 東京, 1984); 大田恵造: 磁気工学の基礎 II, p. 236 (共立出版, 東京, 1973).
- 9) 島田 寛, 山田興冶: 磁性材料, p. 165 (講談社サイエンスティフィク, 東京, 1999)
- 10) 島田 寛, 山田興冶: 磁性材料, p. 203 (講談社サイエンスティフィク, 東京, 1999)
- 11) S. Ohnuma, H. Fujimori, S. Mitani, and T. Masumoto: *J. Appl. Phys.*, **79**, 5130.
- 12) 島田 寛, 山田興冶: 磁性材料, p. 134 (講談社サイエンスティフィク, 東京, 1999)
- 13) H. Clow: *Nature*, **194**, 1035 (1962); Y. Shimada and N. Saito: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **25**, 419 (1986). S. Middlehoek: *J. Appl. Phys.*, **37**, 1276 (1966).
- 14) 内山 晋: 磁性薄膜工学, 桜井良文編, p. 141 (丸善, 東京, 1977).
- 15) 島田 寛, 山田興冶: 磁性材料, p. 149 (講談社サイエンスティフィク, 東京, 1999).
- 16) 長谷川直也: 東北大学博士論文 (1992).
- 17) S. Ohnuma, N. Kobayashi, T. Masumoto, Smitani, and H. Fujimori: *J. Appl. Phys.*, **85**, 4574 (1999).

(2008年5月22日受理)

島田 寛 しまだ ゆたか

昭 39 東北大学工学部電気工学科卒, 昭 46 米国 Duke 大学院卒, 昭 47 東北大学科学計測研究所 助手, 昭 55 同助教授, 平 3 同教授, 現在に至る。

専門 薄膜の磁気機能性開発・計測評価

(Ph.D.)