ホール効果を用いた 一軸磁気異方性膜の磁化容易軸決定法

A New Method for Determination of Easy Axis in Uniaxial Magnetic Anisotropy Film Using Extraordinary Hall Effect

岡本研正

香川大学教育学部, 高松市幸町 1-1

K. Okamoto

Faculty of Education, Kagawa University,
Saiwai-cho, Takamatsu, Kagawa 760

This paper proposes a new method to determine the direction of easy axis in a uniaxial magnetic anisotropy film using the extraordinary (or spontaneous) Hall effect. In this method, the magnetic easy axis is derived mathematically from two magnetic hard directions. The hard directions are obtained experimentally as the magnetic field directions where the Hall characteristic curve loses hysteresis. In order to examine the validity of the method, nickel thin films with oblique magnetic anisotropy were prepared by oblique incidence evaporation, and the Hall effect was investigated on these films, stressing on the field direction dependence of the Hall curve. The experimental results agreed well with the theoretical considerations. It was also found that the hysteresis disappearance was very sensitive to the direction of the applied field H particularly in magnetically well-oriented films. This fact suggests that the Hall method enables high accuracy measurement of the easy axis. Accuracy better than 0.1° may be expected by this method.

1. ま え が き

一軸磁気異方性を有する膜の磁化容易方向を調べる方法としては、磁気トルク曲線の測定と分析、磁化曲線の形状から判定する方法、偏光顕微鏡やビッター粉末法あるいは、ローレンツ電子顕微鏡による磁区観察、磁気共鳴、および磁気抵抗効果測定などがある。このうち最もよく用いられるのはトルク法である。

本報は、一軸磁気異方性膜の磁化容易軸を異常ホール効果（自発ホール効果）の測定から求めるという、まったく新しい方法を見出したことを報告するものである。

2. 原 理

完全な一軸磁気異方性をもつ磁性体は、Fig. 1 (a) の

Fig. 1 Easy axis and hard plane in uniaxial magnetic anisotropy material.

(a) Without demagnetizing field.

(b) With demagnetizing field.

ように1本の磁化容易軸と、それに垂直な磁化困難面とで特徴づけられる。困難面内ではすべての方向が磁化困難方向である。反磁界がない場合には磁化 M はFig. 1(a)のように真の磁化容易軸方向を向いているが、反磁界が存在する場合には、Fig. 1(b)のように M は真の容易軸方向からある角度傾いた、見掛けの容易方向を向いている。後者の場合でも見掛けの容易軸と垂直な方向に見掛けの磁化困難面を仮想することができよう。本論文で取り扱うのはこの見掛けの容易方向である。

いま、単磁区状態の一軸膜を考え、その中にFig. 2のようにO点を原点とする三軸直交座標をとり、ホール電流 I の方向を x 軸(I は $-x$ 方向へ流れる)、2つのホール電極を結ぶ方向を y 軸、そして、膜面垂直方向を z 軸とそれぞれ定める。

図において、OTは磁化容易方向であり、磁化 M はこの方向を向いている。OTの xy 面(膜面)上への射影が x 軸となす角を φ_0 、OTが xy 面となす角を δ_0 とすると、容易軸OTの方向は (φ_0, δ_0) で記述することができる。面Sはこの容易軸に垂直な磁化困難面である。図から明らかに、Sは xz 面、 yz 面および xy 面と交わる。それらの交線をそれぞれ、OA、OBおよびOCとし、OA、OCが x 軸となす角をそれぞれ、 β_{xh}, γ_h 、OBが y 軸となす角を β_{yh} とする。 β_{xh}, β_{yh} および γ_h の値のうちいずれか2つが実験的に求められると、困難面Sが決定

Fig. 2 Coordinate system in an obliquely magnetized uniaxial anisotropic film.

され、これに垂直な容易軸 OT の方向が数学的に計算される。

本論文で提案する容易軸決定法は、 β_{xh} , β_{yh} および γ_h の値をホール効果の測定によって求めようとするものである。

3. 容易軸の決定

磁性体のホール効果においては、ホール電圧 V_H は印加磁界 H に依存する正常ホール電圧と、内部磁化に依存する異常ホール電圧との和からなるが、一般に強磁性体では後者の方がはるかに大きい。また、磁性膜ではこの異常ホール電圧は、磁化 M の膜法線方向成分 M_n に依存するトランスバース電圧と、 M の膜面方向成分 M_p の 2 乗およびその方向に依存するプレーナ電圧との和からなる¹⁾。一般に M は H に対してヒステリシスを示すので、 V_H - H 曲線（以下ホール曲線とよぶ）もヒステリシスをもつ。しかし、Fig. 2 のような完全一軸磁化膜では、磁界を困難面 S と平行に加えると磁壁移動は起こらず、 M の変化はスピンの回転によってのみ起こるので、 M - H 曲線のヒステリシスは消失し、したがって、ホール曲線のヒステリシスも消失すると考えられる。

Fig. 2 の β_{xh} , β_{yh} および γ_h の値を知るには、Fig. 2 のように H の方向を、 xz 面内、 yz 面内および xy 面内で変化させながらホール曲線を観察し、各場合においてヒステリシスが消失する方向を測定すればよい。以下にこれら β_{xh} , β_{yh} , および γ_h の 3 つの値のうちいずれか 2 つが求まった場合について、容易軸 (ϕ_0 , δ_0) の計算式とその誘導について述べる。

Fig. 2 において、直線 OT, OA, OB, および OC の方向余弦を、それぞれ (l, m, n) , (l_A, m_A, n_A) , (l_B, m_B, n_B) お

よび (l_C, m_C, n_C) とする。直交条件 $OT \perp OA$, $OT \perp OB$, および $OT \perp OC$ より次の 3 式が成り立つ。

$$l \cdot l_A + m \cdot m_A + n \cdot n_A = 0 \quad (1)$$

$$l \cdot l_B + m \cdot m_B + n \cdot n_B = 0 \quad (2)$$

$$l \cdot l_C + m \cdot m_C + n \cdot n_C = 0 \quad (3)$$

一方、Fig. 2 より次の (4) ~ (12) 式が得られる。

$$l_A = \cos \beta_{xh} \quad (4)$$

$$m_A = \cos \pi/2 = 0 \quad (5)$$

$$n_A = \cos (\beta_{xh} - \pi/2) = \sin \beta_{xh} \quad (6)$$

$$l_B = \cos \pi/2 = 0 \quad (7)$$

$$m_B = \cos \beta_{yh} \quad (8)$$

$$n_B = \cos (\beta_{yh} - \pi/2) = \sin \beta_{yh} \quad (9)$$

$$l_C = \cos (-\gamma_h) = \cos \gamma_h \quad (10)$$

$$m_C = \cos (\gamma_h + \pi/2) = -\sin \gamma_h \quad (11)$$

$$n_C = \cos \pi/2 = 0 \quad (12)$$

ただし、 γ_h は $+x$ 軸から $+y$ 軸の向きに測った値を正にとることとする。

(4) ~ (12) 式を (1) ~ (3) 式に代入することにより、次の 3 つの連立式が得られる。

$$l \cdot \cos \beta_{xh} + n \cdot \sin \beta_{xh} = 0 \quad (13)$$

$$m \cdot \cos \beta_{yh} + n \cdot \sin \beta_{yh} = 0 \quad (14)$$

$$l \cdot \cos \gamma_h - m \cdot \sin \gamma_h = 0 \quad (15)$$

1) β_{xh} と β_{yh} が求まった場合

(13), (14) 式を連立式として解くことにより、OT の方向余弦比 $l:m:n$ が次のように求まる。

$$l:m:n = (-\tan \beta_{xh}) : (-\tan \beta_{yh}) : 1 \quad (16)$$

方向余弦 (l, m, n) は (16) 式の右辺の比を正規化することによって得られる。

ところで、Fig. 2 において、OT の方向に単位ベクトル $\vec{OP}$ をとり、その xy 面上への射影を $\vec{OQ}$ 、Q 点から x 軸上へ下した垂線の足を R とすると

$$\tan \phi_0 = RQ/OR = m/l \quad (17)$$

となる。したがって、(16), (17) 式から次式が導かれる。

$$\tan \phi_0 = \tan \beta_{yh} / \tan \beta_{xh} \quad (18)$$

これより

$$\phi_0 = \tan^{-1} (\tan \beta_{yh} / \tan \beta_{xh}) \quad (19)$$

を得る。また、Fig. 2 の直角三角形 OQP において

$$OP = 1 \quad (20)$$

$$OQ = \sqrt{l^2 + m^2} \quad (21)$$

$$QP = n \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \delta_0 &= \tan^{-1} (QP/OQ) \\ &= \tan^{-1} (n/\sqrt{l^2 + m^2}) \end{aligned} \quad (23)$$

が成り立つ。

(16) 式と (23) 式から、容易軸の膜面からの立ち上がり

角 δ_0 が次のように求まる.

$$\delta_0 = \tan^{-1}(1/\sqrt{\tan^2 \beta_{xh} + \tan^2 \beta_{yh}}) \quad (24)$$

以上まとめると, 容易方向は (φ_0, δ_0) 次式によって与えられる.

$$\begin{aligned} (\varphi_0, \delta_0) \\ = \left(\tan^{-1}\left(\frac{\tan \beta_{yh}}{\tan \beta_{xh}}\right), \tan^{-1}\frac{1}{\sqrt{\tan^2 \beta_{xh} + \tan^2 \beta_{yh}}} \right) \end{aligned} \quad (25)$$

2) γ_h と β_{xh} が求まった場合

(13), (15)式を連立式として解くことにより, OT の方向余弦比 $l:m:n$ が次のように求まる.

$$l:m:n = 1:\cot \gamma_h:(-\cot \beta_{xh}) \quad (26)$$

方向余弦 (l, m, n) は上式の右辺の比を正規化すれば得られる.

ところで, Fig. 2 において $OC \perp OQ$ であるから, φ_0 は次式で与えられる.

$$\begin{aligned} \varphi_0 = \gamma_h + 90^\circ \quad (-90^\circ \leq \gamma_h \leq 0^\circ) \\ = \gamma_h - 90^\circ \quad (0^\circ \leq \gamma_h \leq 90^\circ) \end{aligned} \quad (27)$$

一方, δ_0 は(23)式と(26)式から次のように示められる.

$$\delta_0 = \tan^{-1}(-\cot \beta_{xh}/\sqrt{1+\cot^2 \gamma_h}) \quad (28)$$

結局, 容易方向 (φ_0, δ_0) は次式で与えられる.

$$(\varphi_0, \delta_0) = \left(\gamma_h \pm 90^\circ, \tan^{-1} \frac{-\cot \beta_{xh}}{\sqrt{1+\cot^2 \gamma_h}} \right) \quad (29)$$

3) γ_h と β_{yh} が求まった場合

この場合には, (14)式と(15)式を連立式として解き, 1), 2)の場合と同様の計算を行なうことにより, φ_0 および δ_0 を求めることができる. 計算結果のみ記すと, 容易方向 (φ_0, δ_0) は次のようになる.

$$(\varphi_0, \delta_0) = \left(\gamma_h \pm 90^\circ, \tan^{-1} \frac{-\cot \beta_{yh}}{\sqrt{1+\tan^2 \gamma_h}} \right) \quad (30)$$

なお, φ_0 を与える式は(27)式と同じである.

4) 二軸試料回転台を用いる場合

上記1)~3)の方法は2つの磁化困難方向を実験的に求め, その結果から φ_0, δ_0 との値を計算するという間接的な方法である. これに対し, Fig. 3 のような2つの回転軸を有する試料回転台を用いると, 容易方向を直接的かつ迅速に見出すことができる. まず, H の方向を xy 面内で変化させて困難方向 γ_h を知り (Fig. 3 の γ 回転台を回転し, ヒステリシス消失方向を調べ, γ の目盛を直読する), (27)式を用いて φ_0 を求める. 次に, その方向と z 軸を含む面内で H の方向を変化させて困難方向を調べる (γ 回転台を $\gamma = \varphi_0$ のところで固定し, β 回転ダイヤ

Fig. 3 Biaxial goniometer equipped with γ -rotatable disk and β -rotatable shaft.

ルを回す). いま, xy 面から測った H の方向角を β (その値は β ダイアルの目盛を直読することにより得られる) として, $\beta = \beta_h$ のところにヒステリシス消失方向があったとすると, 明らかに $\delta_0 = \beta_h \pm 90^\circ$ であるから, 容易方向は次の簡単な式から求められる.

$$(\varphi_0, \delta_0) = (\gamma_h \pm 90^\circ, \beta_h \pm 90^\circ) \quad (31)$$

なお, Fig. 3 の装置を用いれば, β_{xh} および β_{yh} の値も測定できる.

4. 実験による検証

上述の理論を実験によって検証するには残留磁化状態で単磁区となり, しかも, 磁化 M が膜法線方向から傾いているような導電性の一軸磁気異方性膜が試料として必要となる. そこで, 斜め蒸着法を用いて Ni の斜め異方性膜を作製し, その一軸磁気異方性をホール特性の測定によって調べた²⁾. 基板としては, あらかじめ金電極を蒸着した 7 mm 角, 厚み 0.9 mm のガラス板を用いた. 入射蒸気流の方向に異方性が生じ易くするために, 基板温度は室温とし蒸着中の真空度は $5 \sim 7 \times 10^{-5}$ Torr と故意に低くした³⁾. 蒸着はフラッシュ法 (数十 Å/s) で行ない, 熱処理は行なわなかった. 作製された試料膜の有効面積は $2 \times 4 \text{ mm}^2$ であった. 磁界の方向変化は試料を回転することにより行なった (Fig. 3 の装置を自作).

Fig. 4 は入射角 λ (基板法線方向から測った角) 約 60° , 厚み約 500 Å の Ni 試料膜のホール曲線の磁界方向依存性である. 図において, (a)~(c) はそれぞれ, $H \parallel xz$ 面, $H \parallel yz$ 面, および $H \parallel xy$ 面の場合におけるホール曲線の $\beta_x(\alpha_x)$, $\beta_y(\alpha_y)$ および γ 依存性である. ただし, α_x および α_y は磁界 H が膜法線 (z 軸) となす角である. Fig. 4 において明らかなように, この試料膜は (a)~(c) のいずれの場合にもホール曲線はある磁界方向, すなわち $\beta_x = 113^\circ (= \beta_{xh})$, $\beta_y = 168^\circ (= \beta_{yh})$ および $\gamma = -85^\circ (= \gamma_h)$ でほぼヒステリシスが消失している. この事実はこの膜がかなり一軸性の良い異方性膜である

Fig. 4 Field direction dependence of V_H - H curve in a nickel thin film (thickness 500 Å) deposited at 60° incidence angle.

ことを示している。 β_{xh} と β_{yh} の値を (25) 式に代入して容易軸方向を求めると、 $(\varphi_0, \delta_0) = (5^\circ, 23^\circ)$ となる。この計算結果は (29), (30), および (31) 式を用いて計算した結果と実験の誤差 (約 $\pm 0.5^\circ$) 以内で一致する。この事実は (25), (29), (30) ならびに (31) 式の正当性を証明するものである。

この試料膜では、印加磁界の方向が磁化困難方向からわずか 0.1° 程度ずれただけでヒステリシスが現われるが、もっと一軸性が良いと思われる膜では、ヒステリシス消失は磁界方向にさらに敏感である。それゆえ、精度の高い実験装置を用い慎重な測定を行なえば、 0.1° 以内の精度で磁化容易方向を決定することも可能である。

これに対し、一軸性の悪い分散膜や多軸異方性膜ではヒステリシス消失方向が不明瞭になるか、あるいは観察されないことが考えられる。実際、入射角 λ を変えて重ね蒸着した二重膜では、 β_{xh} と β_{yh} の値が確定せず、ある幅をもつという結果も得られた (γ_h は確定)。この実験結果については別の機会に発表する予定である。

5. む す び

ホール効果を利用した新しい磁化容易方向決定法について述べてきた。この方法の正当性は Ni の斜め蒸着膜における実験結果によって実証された。一軸性の良い膜ではホール曲線のヒステリシス消失現象は明瞭に観察され、磁化容易軸を 0.1° 以内の精度で決定することができる。一般に、磁性膜のホール効果は大きく、ノイズのないホール曲線が容易に観察できるので、本方法は磁性膜の異方性測定の有力な手段になると考えられる。

【参考文献】

- 1) K. Okamoto, T. Shirakawa, S. Matsushita, and Y. Sakurai: IEEE Trans. Magn. **MAG-10**, 799 (1974).
- 2) K. Okamoto: J. Appl. Phys. **53**, 601 (1982).
- 3) H. Fujiwara and Y. Sugita: IEEE Trans. Magn. **MAG-4**, 22 (1968).

1981年12月9日受理, 1982年2月9日採録