垂直磁化膜におけるバックリング様式

Magnetization buckling in perpendicular magnetic films with columnar structure

石井 良博 鈴木 伸吾

函館工業高等専門学校

Y.Ishii and S.Suzuki

Abstract The magnetization buckling mode is studied in a perpendicular magnetic film with columnar structure. The calculated nucleation field H_N of the buckling mode is compared with H_N of the curling and coherent rotation modes. It is found that the buckling occurs only in the restricted condition of the diameter and axial ratio of the crystallites constituting the film. In addition H_N of the buckling mode is very close to H_N of the coherent rotation mode. Therefore the buckling mode is not required to be taken in account in a perpendicular magnetic film with columnar structure.

1. まえがき

CoCr 垂直磁化膜の磁化の反転機構は、コヒーレントな回転では説明できないことが知られている^{1,2)}。柱状構造をした垂直磁化膜におけるカーリング様式について多くの研究がなされ³⁻⁶⁾、近年の垂直磁気記録における記録過程などの解析には、媒体の磁化機構をカーリング様式であると仮定しているものが多い^{7,8)}。しかし、結晶磁気異方性が大きな材料では、磁化はカーリング様式で回転するのが困難である、また、たとえカーリング様式で磁化が回転しても、その臨界磁界(nucleation field)は、コヒーレントな回転の場合とあまり変わらない⁹⁾。

先の報告で、著者らは垂直磁化膜においてファンニング様式が起きることが理論的に可能なことを示した¹⁰⁾。しかし CoCr 膜は柱状構造をしていることから、ファンニング様式よりもむしろ、膜

面と垂直な方向にスピンの方向が連続して変化するバックリング様式の方が合理的であると考えられる。バックリング様式は、無限長円柱ではほとんど起きることがない¹¹⁾ことから、今まであまり注目されていなかった。

本研究では、柱状構造をした垂直磁化膜において、バックリング様式によるスピンの挙動を考察し、カーリング様式およびコヒーレントな回転と比較することにより、バックリング様式の起きる可能性について検討する。

2. 磁気エネルギー

垂直磁化膜を Fig.1(a) のような、四角柱の強磁性の結晶粒が規則的に並んだものとする。隙間 $a\delta$ は非磁性層であり、結晶粒の間の交換相互作用は、この隙間によって絶縁されていると仮定する。外部磁界 H を xz 平面の中で、 z 軸の負の方向から θ_0 の角度で加える。このときの磁性膜のエネルギー密度 ε は、結晶磁気異方性エネルギー密度 ε_K 、交換相互作用エネルギー密度 ε_{ex} 、外部磁界と磁化の間の静磁相互作用エネルギー密度 ε_H 、および結晶粒の表面の磁極による静磁エネルギー密度 ε_m の和として表される。すなわち、

$$\varepsilon = \varepsilon_K + \varepsilon_{ex} + \varepsilon_H + \varepsilon_m. \quad (1)$$

結晶粒の中のスピンの方向は Fig.1(b)に示すように、 x 軸からの角度 ω および yz 平面における角度 ϕ によって表されるとする。 ω は結晶粒の中で一定で、 ϕ は z にのみ依存し、次式で表されるとする。

$$\phi = \phi_m \cos(m\pi z / t), \quad (2)$$

ここに、 m は整数である。このように仮定することにより、膜面における磁化の傾きは最大になり膜面の磁極が小さくなって静磁エネルギーも低くなる。

結晶粒の結晶磁気異方性の磁化容易方向は z 軸と一致し、異方性定数を K とする。そのときの ϵ_K は次式で表される。

$$\begin{aligned} \epsilon_K &= \frac{p}{t} \int_0^t -K \sin^2 \omega \cos \phi dz \\ &= pK[-1 + (\phi_m^2 / 2)] \sin^2 \omega, \end{aligned} \quad (3)$$

ここに、 p は占積率 $1/(1+\delta)^2$ である。また、バックリングの開始の瞬間は、 $\phi \ll 1$ であるので $\cos \phi = 1 - (\phi^2/2)$ を用いた。

交換相互作用エネルギー密度 ϵ_{ex} は次式で与えられる。

$$\epsilon_{ex} = \frac{p}{t} \int_0^t A \sum_i (\nabla \alpha_i)^2 dz, \quad (4)$$

ここに、 A は交換相互作用定数で、 α_i は磁化 M_S の方向余弦である。(4)式は、次のように変換される。

$$\begin{aligned} \epsilon_{ex} &= \frac{p}{t} \int_0^t A (m\pi/t)^2 \phi_m^2 \sin^2 \omega \\ &\quad \times \sin^2(m\pi z / t) dz \\ &= p(M_S^2 R_0^2 / 4\pi\mu_0) (m\pi/t)^2 (\phi_m^2/2) \sin^2 \omega \\ &= p(M_S^2 / \mu_0) [\pi m^2 / 32n^2 S^2] \phi_m^2 \sin^2 \omega, \end{aligned} \quad (5)$$

ここに、 n は結晶粒の軸比 t/a 、 μ_0 は真空の透磁率である。また $R_0^2 = 4\pi\mu_0 A / M_S^2$ および $S = a/2R_0$ の関係を用いた。

外部磁界 H と磁化の間の静磁相互作用エネルギー密度 ϵ_H は次式で表される。

$$\begin{aligned} \epsilon_H &= \frac{p}{t} \int_0^t -M_S H (\sin \theta_0 \cos \omega \\ &\quad - \cos \theta_0 \sin \omega \cos \phi) dz \\ &= p(M_S^2 / \mu_0) h [\sin(\omega - \theta_0) \\ &\quad - (\phi_m^2 / 4) \cos \theta_0 \sin \omega], \end{aligned} \quad (6)$$

ここに、 $h = M_S H / \mu_0$ である。

結晶粒の表面の磁極による静磁エネルギー密度 ϵ_m は、さらに x, y, z 面のそれぞれの磁極によるエネルギー密度 $\epsilon_{mx}, \epsilon_{my}, \epsilon_{mz}$ の和として表わされる。 x 面の磁極 $\alpha_x = M_S \cos \omega$ は、 z に依存しないので、 ϵ_{mx} は x 軸方向の反磁界係数 N_x を用いて次のように表される。

$$\epsilon_{mx} = p(M_S^2 / \mu_0) (N_x / 2) \cos^2 \omega. \quad (7)$$

次に ϵ_{my} を計算する。線磁極 ρ から距離 r のところのポテンシャルは $\varphi = -\rho \ln(r) / 2\pi\mu_0$ で与えられる。隙間 $a\delta$ を考慮して平均の線磁極を $\rho = \alpha_y(z) dz / (1+\delta)$ とすると、1個の結晶粒の y 面の磁極による静磁エネルギーは次式で表される。

$$\begin{aligned} E_{msy} &= \frac{a}{2\pi\mu_0(1+\delta)} \int_0^t \int_0^t \sigma_y(z) \sigma_y(z') \\ &\quad \times \ln(\sqrt{(z-z')^2 + a^2} / |z-z'|) dz dz'. \end{aligned} \quad (8)$$

$\alpha_y = M_S \sin \omega \sin \phi$ を用いて、さらに、他の結晶粒との相互作用も含めると、

Fig.1 垂直磁化膜のモデルおよび磁界と磁化の方向。

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\text{my}} &= (E_{\text{msy}} + E_{\text{mmy}}) / (a + a\delta)^2 t \\ &= p(M_S^2 / \mu_0)(1 / 4\pi n)\phi_m^2 \sin^2 \omega \\ &\quad \times [G(n, \delta, i = 0) / 2 + \sum_{i=1}^{\infty} G(n, \delta, i)], \quad (9)\end{aligned}$$

ここに、 $G(n, \delta, i)$ は次式で定義される関数である。

$$\begin{aligned}G(n, \delta, i) &= \frac{1}{1 + \delta} \int_0^n \int_0^n \cos \frac{m\pi\xi}{n} \cos \frac{m\pi\xi'}{n} \\ &\quad \times \ln \left\{ \left[i(1 + \delta) - 1 \right]^2 + (\xi - \xi')^2 \right\} \\ &\quad \times \left\{ \left[i(1 + \delta) + 1 \right]^2 + (\xi - \xi')^2 \right\} \\ &\quad \times \left\{ \left[i(1 + \delta) \right]^2 + (\xi - \xi')^2 \right\}^{-2} d\xi d\xi'. \quad (10)\end{aligned}$$

ε_{mz} は z 面および結晶粒内の磁極によるエネルギーで次式で表される。

$$\varepsilon_{\text{mz}} = \frac{p}{t} \int_0^t \frac{1}{2} H_d(z) M_z(z) dz, \quad (11)$$

ここで、 $M_z(z)$ は z における M_S の z 軸方向成分、 $H_d(z)$ は結晶粒の面および結晶粒内の磁極による磁界で、それぞれ次式で表される。

$$\begin{aligned}M_z(z) &= M_S \sin \omega \cos \phi \\ &= M_S \sin \omega \left[1 - (\phi_m^2 / 2) \cos^2(\pi z / t) \right], \quad (12a)\end{aligned}$$

$$H_d(z) = \frac{N_z}{\mu_0} \left[\sigma_z + \int_z^t \rho dz \right], \quad (12b)$$

$$\sigma_z = M_z(t), \quad (12c)$$

$$\rho = -\partial M_z(z) / \partial z, \quad (12d)$$

ここで、 N_z は z 軸に沿った反磁界係数である。したがって、(11)式は次のようになる。

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\text{mz}} &= \frac{p}{t} \int_0^t \frac{N_z M_z(z)^2}{2\mu_0} dz \\ &= p(M_S^2 / \mu_0)(N_z / 2) \sin^2 \omega (1 - \phi_m^2 / 2). \quad (13)\end{aligned}$$

(13)式において、 ϕ_m^4 の項を無視している。

結局エネルギー密度は、(1)式より、(3),(5),(6),(7),(9),(13)式を用いて得られ、次のようにまとめられる。

$$\begin{aligned}\varepsilon &= (-K_u + \beta \phi_m^2 / 2) \sin^2 \omega + M_S H \\ &\quad \times [\sin(\omega - \theta_0) - (\phi_m^2 / 4) \cos \theta_0 \sin \omega], \quad (14)\end{aligned}$$

ここに、

$$\begin{aligned}K_u &= p(M_S^2 / \mu_0)[(\mu_0 K / M_S^2) \\ &\quad + (N_x - N_z) / 2], \quad (15a)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\beta &= p \frac{M_S^2}{\mu_0} \left\{ \frac{\mu_0 K}{M_S^2} - \frac{N_z}{2} + \frac{\pi m^2}{16n^2} S^{-2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2\pi n} \left[\frac{G(n, \delta, i = 0)}{2} + \sum_{i=1}^{\infty} G(n, \delta, i) \right] \right\}. \quad (15b)\end{aligned}$$

3. 磁化反転の臨界磁界

最初、全ての結晶粒のスピンは z 軸と平行であるとする。これに角度 θ_0 で加えた外部磁界 H が臨界磁界 H_N と等しくなったとき、スピンはバックリングにより回転すると考える。このとき、 $\phi_m = 0$ において、次の条件が同時に満足されなければならない¹²⁾。

$$\partial \varepsilon / \partial \omega = 0, \quad (16a)$$

$$\partial \varepsilon / \partial \phi_m = 0, \quad (16b)$$

$$\begin{vmatrix} \partial^2 \varepsilon / \partial \omega^2 & \partial^2 \varepsilon / \partial \omega \partial \phi_m \\ \partial^2 \varepsilon / \partial \omega \partial \phi_m & \partial^2 \varepsilon / \partial \phi_m^2 \end{vmatrix} = 0, \quad (16c)$$

$$\partial^2 \varepsilon / \partial \omega^2 > 0, \quad (16d)$$

$$\partial^2 \varepsilon / \partial \phi_m^2 \geq 0. \quad (16e)$$

(14)式を(16)式に代入することにより臨界磁界が得られる。 $\phi_m = 0$ のとき、(16b)式および $\partial^2 \varepsilon / \partial \omega \partial \phi_m = 0$ が成立する。結局、(16a)式と $\partial^2 \varepsilon / \partial \phi_m^2 = 0$ の連立方程式を解くことによって、 H_N は次式のように得られる。

$$\begin{aligned}h_N &= \mu_0 H_N / M_S = 2(\mu_0 K_u' / M_S^2) \\ &\quad \times [\sin^2 \theta_0 + (K_u' / \beta)^2 \cos^2 \theta_0]^{-1/2}, \quad (17a)\end{aligned}$$

$$K_u' = K_u - \beta, \quad (17b)$$

$$\tan \theta_0 \leq (K_u' / \beta)^{3/2}. \quad (17c)$$

ただし、バックリングによる回転は外部磁界を加える角度 θ_0 が(17c)式の範囲で起こり、それ以上の θ_0 ではコヒーレントな回転になる。

$\theta_0=0$ の場合の h_N は、(17a)式より

$$h_N = 2\beta. \quad (18)$$

で表される。また、コヒーレントな回転およびカーリング様式の h_N は、それぞれ(19a), (19b)式で与えられる。

$$h_N = (2\mu_0 K / M_S^2) - N_z + N_x, \quad (19a)$$

$$h_N = (2\mu_0 K / M_S^2) - N_z + 1.08S^{-2}. \quad (19b)$$

(18), (19a), (19b)式を用いて、 $\mu_0 K / M_S^2 = 0.5$ のときの h_N と S の関係を Fig.2 に示す。(18), (19a), (19b)式には K が同じ形で含まれているので、3つの磁化機構の h_N の差は K に依存せず、また、これらの磁化機構の起きる S の範囲も K によって変わらない。 $\delta=0.1$ の場合、 $n=5$

Fig.2 磁界が膜面と垂直な場合におけるバックリング、カーリング、コヒーレントな回転(unison)の h_N . $\mu_0 K / M_S^2 = 0.5$

では S が約 1.5 から 2.5 の範囲で、 $n=10$ では S が約 0.8 から 2.5 の範囲でバックリングが起きる。Fig.2 では、その他の条件ではバックリングは起きていない。また、上に述べた範囲でバックリングが起きても、バックリング様式の h_N の大きさは、コヒーレントな回転の h_N とほとんど変わらない。

S の大きい範囲で、バックリングの h_N が減少しているのは、 m の増大(バックリングの周期の短縮)による効果である。Fig.3 に、 h_N と S の関係の m による変化を示す。 m の増大により、 S の大きな範囲では ϵ_{mx} の減少により、 h_N がわずかに低下するが、この S の範囲ではカーリング様式の h_N の方がさらに小さいので、バックリングは起きない。一方、 S の小さな範囲では、 m が大きくなると ϵ_{ex} が大きくなって h_N は急増する。

(16)式を用いて h_N の角度依存性を計算し、Fig.4 に示す。Fig.4 から明らかなように、バックリングの起きる θ_0 の範囲は非常に小さく、 θ_0 の増

Fig.3 m の変化による h_N と S の関係の変化。

Fig.4 h_N の角度依存性。

加とともに、 h_N はコヒーレントな回転の h_N に接近し、(17c) 式から得られる θ_0 でコヒーレントな回転に代わってしまう。

4. まとめ

柱状構造をした垂直磁化膜において、バックリング様式による磁化の回転について考察した結果、以下のことがわかった。

- (1) S の減少にともなって、磁化の回転様式は、カーリング、バックリング、コヒーレントな回転の順で代わる。
- (2) しかし、バックリングの起きる S の範囲は狭く、 n , δ が小さいときは、バックリングの起きる S の範囲はない。
- (3) バックリングの周期が短くなることによって H_N が低下するのは S が大きな場合である。しかし、この場合、カーリングの H_N はさらに小さく、バックリングは起きない。
- (4) バックリングが起きたとしても、 H_N はコヒーレントな回転の H_N とほとんど変わらない。
- (5) 外部磁界が膜面と垂直な場合にバックリングが起きる S の範囲においても、バックリングの起きる θ_0 の範囲は非常に小さい。

以上のことから、柱状構造をした垂直磁気記録媒体においてバックリング様式を考える必要はほとんどない。

垂直磁気記録媒体の記録密度を高めるために、結晶粒径を小さくするのは必然である。このような、小さな S の結晶粒ではカーリングが起きることは不可能であり、本研究の結果、バックリング様式も起き得ないことが明らかになった。したがって、すでに知られている非コヒーレントな磁化機構は柱状の結晶粒の中で起きることはない結論せざるを得ない。

以上の結論と、CoCr 膜の磁化過程をコヒーレントな回転では説明できない^{1,2)}ことを考え合わせると、個々の結晶粒の中では磁化がコヒーレントに回転し、隣り合った結晶粒の磁化の方向が異なるような新しい回転様式のモデルを発案する必要があると考えられる。

付記 本論文の研究は一部、ホクサイテック財団 研究開発支援事業の補助(平成8年度 共-036)によった。

参考文献

- 1) 中村慶久, 大谷毅, 岩崎俊一: 日本応用磁気学会誌, **10**, 109(1986).
- 2) 廣野滋, 古谷彰教, 寺田章: 電子情報通信学会技術研究報告, MR87-8(1987).
- 3) H.Danan and W.Andra: *J.Magn.Magn.Mat.* **35**, 299(1983).
- 4) G.T.A.Huysmans, J.C.Lodder, and J. Wakui: *J.Appl.Phys.* **64**, 2016(1988).
- 5) Y.Ishii and M.Sato: *J.Magn.Magn.Mat.* **82** (1989).
- 6) K.Ouchi and S.Iwasaki: *IEEE Trans. Magn.MAG-23*, 180(1987).
- 7) Y.Nakamura and S.Iwasaki: *IEEE Trans. Magn.MAG-23*, 153(1987).
- 8) 竹尾昭彦, 田河育也, 中村慶久: 日本応用磁気学会誌, **19**, 97(1995).
- 9) Y.ishii: *J.Appl.Phys.* **70**(1991)3765.
- 10) 石井良博ほか: 日本応用磁気学会誌, **19**, 712(1995).
- 11) E.H.Frei, S.Shtrikman, and D.Treves: *Phys.Rev.* **106**, 446(1957).
- 12) Y.ishii and M.Sato: *J.Appl.Phys.* **57** (1985)465.