

# 強磁性媒質中の磁化の方向および非対称角度依存性<sup>1</sup>

2014.12.25 鈴木 実

## 強磁性体の自発磁化

強磁性体では1つの方向に磁化が揃う。普通、角運動量の方向と一致する方向が磁場中のエネルギーが低くなるので、結合の軌道に関係する特定の結晶方位が磁化容易軸となる。通常、このような結晶方位は複数あるので、どの方向に揃うのか決まらないのではないかと気になるが、結晶欠陥などが必ず存在して、その存在により各方向の磁化のエネルギーに差が生じて結果的に1つの方向が決定される。外部磁場が存在しない場合でもこのような磁化は自発的に存在するので自発磁化 (spontaneous magnetization) と呼ばれる。

この自発磁化はエネルギー的に安定であるので、反転するにはある程度の強度を有する外部磁場が必要である。この磁場を保持力 (coercivity) という。外部磁場が保持力以下の場合、磁化を反転させることができない。このような場合に、磁場が自発磁化と反対の方向を向いている場合、自発磁化の方向と等価な磁化容易軸 (結晶方位) のうち、正反対方向の磁化容易軸 (結晶方位) が、見かけ上、磁化困難軸のように振る舞うとしよう。このとき、外部磁場の回転に対して、自発磁化も回転するが、あるところで不連続になるものと考えられる。そのとき、磁化の回転は磁場の回転に関して非対称になる。これは保持力が0の場合に、磁化の方向が磁場の回転に関して対称であることに比較すると顕著な差異である。

そのとき、図1のように $z$ 軸をとり、自発磁化と直交する平面において、その面内にあり自発磁化と直交する回転軸 ( $y$  軸) に関する回転を考えた場合、その回転角を $\theta$ とすると、磁化の方向 (回転角 $\alpha$ ) は $\alpha$ が $\theta = \pi$ で不連続になることが考えられる。そのときは、 $\alpha$ は $\theta$ に関して非対称になる。

このような強磁性体の薄い板に磁場を印加した場合の磁化の方位を外部磁場の関数として求めることを考えよう。今、薄い板 (slab) あるいは薄膜 (thin film) を考える。常磁性体なら、形状的な磁化容易面は薄膜の面でそれに垂直な法線が磁化困難方向となるが、今は強磁性体を考えているので、結晶方位にある磁化容易軸も合わせて考える。そうすると、結晶方位に付随する磁化のエネルギーと形状的な磁性エネルギーと一緒に考えれば法線方向が磁化容易軸となる場合も存在する。いま、図1のように、薄膜の法線方向に $z$ 軸を考える。面内の磁化容易軸を $x$ 軸にとり、それと直角方向の面内の回転軸を $y$ 軸とする。 $z$ 軸からの回転角を $\theta$ として $\theta = 0$ と $\theta = \pi/2$ が磁化容易方向である。同様に、磁化の回転角を $\alpha$ 、磁場と磁化の間の角度を $\phi$ とする。 $z$ 軸方向と $x$ 軸方向の異方性定数は $-K_z$ と $-K_x$ とすることができて、その大きさは一般的に異なる。強磁性体であることを考えると、この異方性定数は磁場の方向に関して符号を変えると考える。 $K_x > K_z$ とすると、強磁性の自発磁化は $x$ 方向にあるとしてよい。いま簡単に各異方性定数は、大きさは同じで符号のみを変えるとすると、

$$E = -K_z \cos^2 \alpha - K_x \cos^2(\pi/2 - \alpha) - MH \cos(\alpha - \theta) \quad (0 \leq \theta < \pi/2) \quad (1)$$

$$E = K_z \cos^2 \alpha - K_x \cos^2(\pi/2 - \alpha) - MH \cos(\alpha - \theta) \quad (\pi/2 \leq \theta < \pi) \quad (2)$$

$$E = K_z \cos^2 \alpha + K_x \cos^2(\pi/2 - \alpha) - MH \cos(\alpha - \theta) \quad (\pi \leq \theta < 3\pi/2) \quad (3)$$

$$E = -K_z \cos^2 \alpha + K_x \cos^2(\pi/2 - \alpha) - MH \cos(\alpha - \theta) \quad (3\pi/2 \leq \theta < 2\pi) \quad (4)$$

となることと表すことができる。ここで簡単に、 $K_z \ll K_x$ とすると、

$$E = -K \cos^2(\pi/2 - \alpha) - MH \cos(\alpha - \theta) \quad (0 \leq \theta < \pi) \quad (5)$$

$$E = K \cos^2(\pi/2 - \alpha) - MH \cos(\alpha - \theta) \quad (\pi \leq \theta < 2\pi) \quad (6)$$

<sup>1</sup>改訂版が2015.4.4のエントリーにある。

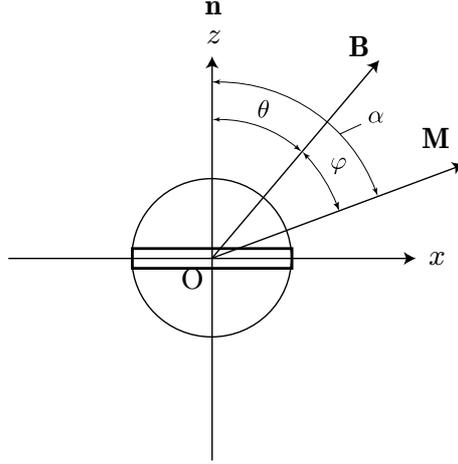


図 1: 強磁性体薄膜の配置と磁場  $\mathbf{B}$ , 磁化  $\mathbf{M}$  の関係. 薄膜の法線方向に  $z$  軸, 薄膜面内の磁化方向の磁化容易軸を  $x$  軸とし,  $y$  軸を回転軸とし,  $z$  軸から  $\mathbf{B}$  までの角度を  $\theta$ ,  $z$  軸から  $\mathbf{M}$  までの角度を  $\alpha$ ,  $\mathbf{B}$  から  $\mathbf{M}$  までの角度を  $\phi$  とする. したがって,  $\phi = \alpha - \theta$  である.

と近似してよい. ただし,  $K_z = K$  とした.  $\alpha = \theta + \phi$  とすると,  $\phi$  を決定する方程式は, (5) および (5) を最小化する条件から

$$\sin \phi = a \sin 2\alpha \quad (0 \leq \theta < \pi) \quad (7)$$

$$\sin \phi = -a \sin 2\alpha \quad (\pi \leq \theta < 2\pi) \quad (8)$$

のように与えられる. ただし,  $2K/MH = a$  とおいた. この式は近似式であるので,  $a$  は一般には (7) と (8) で異なっていると看做しても構わない.

$\phi$  を (7) から  $\theta$  の関数として数値的に計算した例を図 2-図 4 に示す. (数値計算の方法は [1] に示した.)

(8) による  $\phi$  の数値解も同様に求めることができるが, この解は (7) の解と  $\pi/2$  だけ位相が異なる. これが明らかなように, 図 5-6 には青色で式 (8) の解を, 赤色の式 (7) の解と比較して示した.

このような強磁性体における磁場と磁化の方向の角度差  $\phi$  は磁場の方向  $\theta$  の関数となり,  $\pi$  毎に異方性定数の符号が変わるから周期  $2\pi$  の不連続な関数となる.  $a = 0.6$  の場合を示すと図 7 のようになる.

異常ホール効果の磁化  $\mathbf{M}$  に付随するのホール電圧の部分は  $M_{\perp} = M \cos \alpha$  に比例するから, このように不連続な周期関数  $\phi$  によるホール電圧を図 8 によって計算すると図 9 のような周期  $\pi$  の不連続曲線になる. 実際, このような特性は臨界温度の半分程度のある程度温度が高い領域で, 低磁場のもとで観察される場合がある.

実際に回帰関数として

$$F(x, y, a_0, \dots, a_6) = a_0 \cos \theta + a_1 \cos 2\alpha + a_2 \cos \alpha + a_3 x + a_4 - y = 0 \quad (9)$$

$$\theta = (\pi/180)(x - a_6) \quad (10)$$

$$\sin \phi = a_5 \sin 2\alpha \quad (11)$$

$$\alpha = \theta + \phi \quad (12)$$

を用いると, 十分とは言えないまでも, 図 10 のようなフィッティングが可能である. 式 (1)-(4) を反映しようとすれば,  $0 - \pi$  と  $\pi - 2\pi$  の領域で  $a_5$  の値を変えれば良い.

## 参考文献

- [1] 「磁気異方性媒質中の磁場と磁化の方向及び磁気抵抗の角度依存性」(2014/12/7のエントリー)  
[http://totoha.web.fc2.com/anisotropic\\_magnetism.pdf](http://totoha.web.fc2.com/anisotropic_magnetism.pdf)

2019.4.15 一部改訂

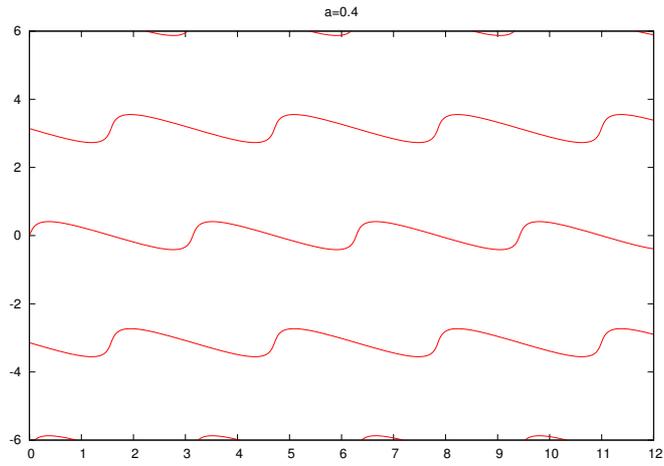


図 2:  $\phi$  と  $\theta$  の関係.  $a = 0.4$  の数値解

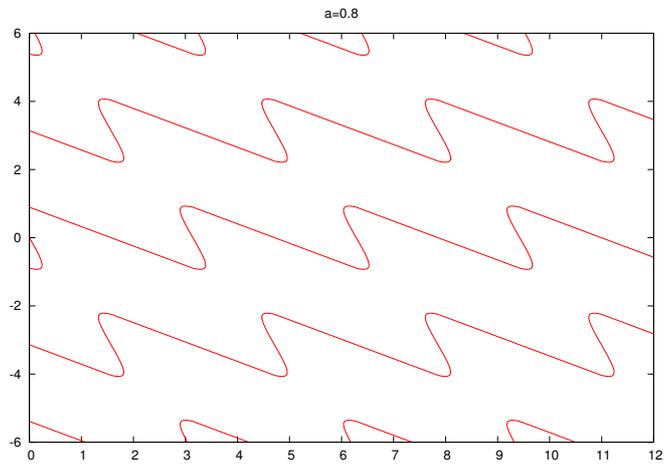


図 3:  $\phi$  と  $\theta$  の関係.  $a = 0.8$  の数値解

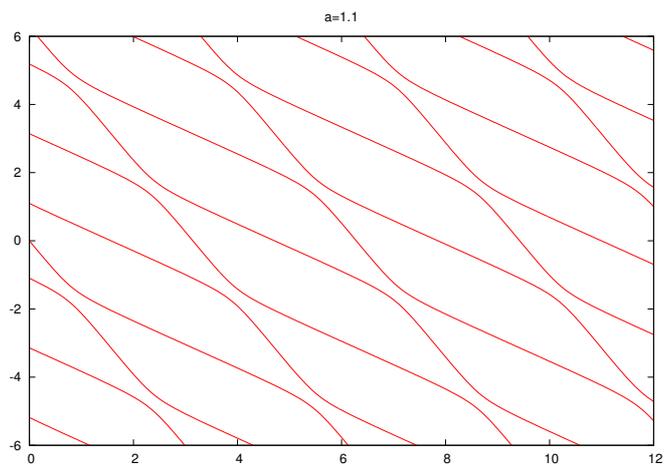


図 4:  $\phi$  と  $\theta$  の関係.  $a = 1.1$  の数値解

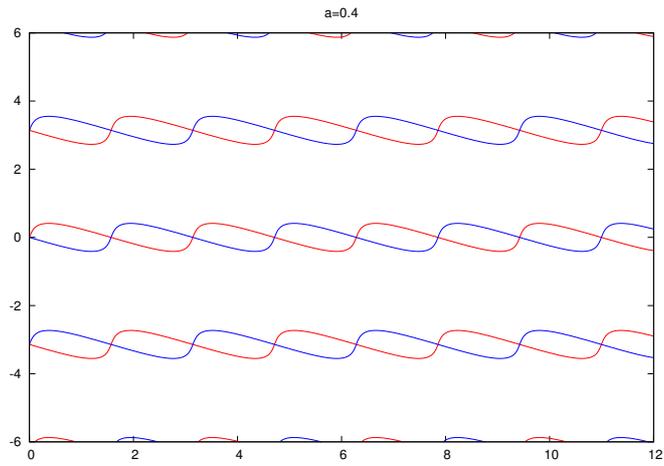


図 5:  $\phi$  と  $\theta$  の関係.  $a = 0.4$  の数値解. 赤は式 (7), 青は式 (8).

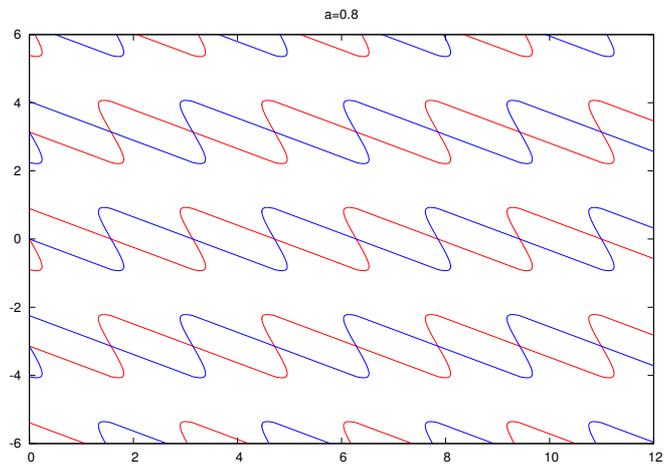


図 6:  $\phi$  と  $\theta$  の関係.  $a = 0.8$  の数値解. 赤は式 (7), 青は式 (8).

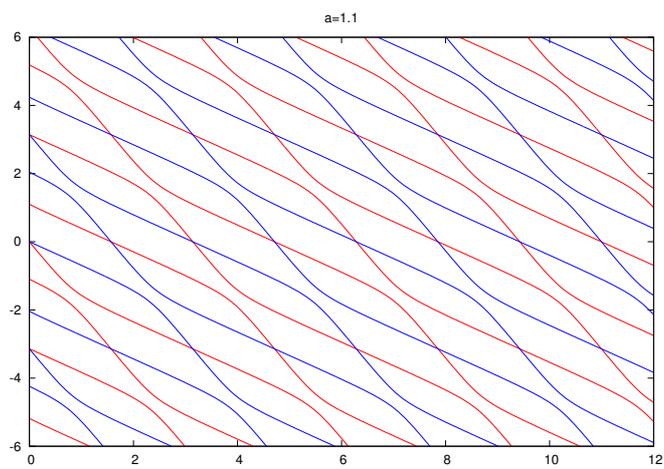


図 7:  $\phi$  と  $\theta$  の関係.  $a = 1.1$  の数値解. 赤は式 (7), 青は式 (8).

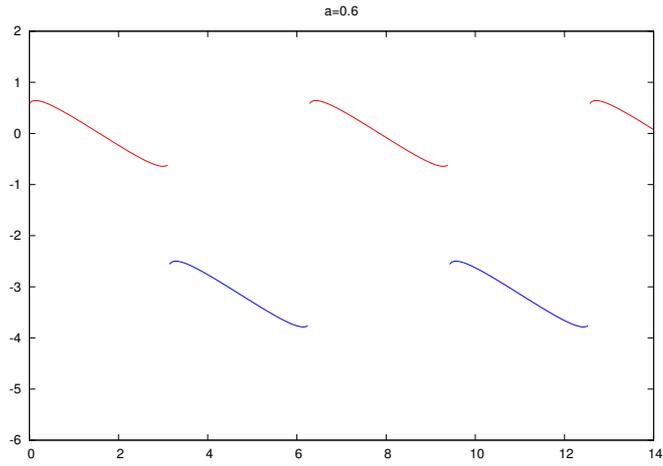


図 8: 式 (7)(8) のモデルによる  $a = 0.6$  の場合の  $\phi$  数値計算

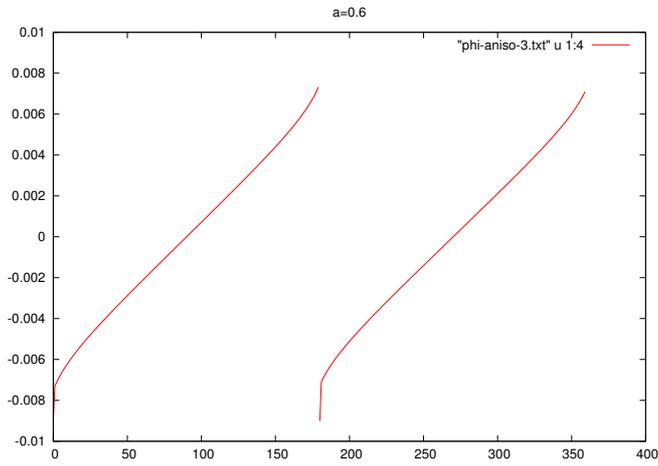


図 9: 式 (7) と式 (8) によって得られた  $\alpha$  を用いたときの  $a_2 \cos \alpha$  の数値計算結果,  $a_2 = -0.009$ .

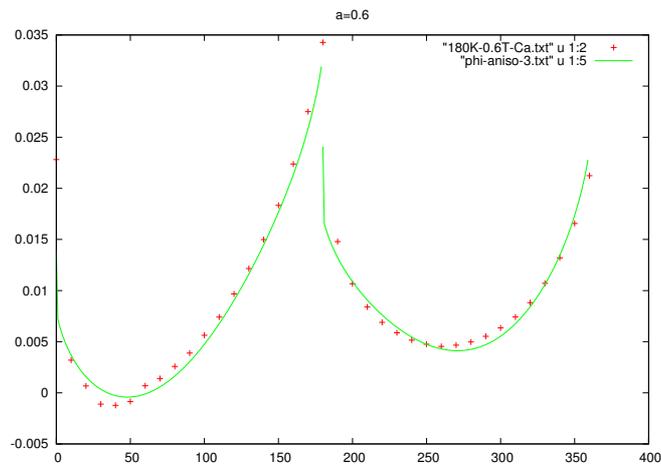


図 10: LCMO 薄膜における実験結果 (180 K および 0.6 T) に対する式 (7)(8) モデルの fit 例