



Title	一様回転近似によるFe-3%Siの磁極をともなう磁壁
Author(s)	石田, 巖; Ishida, Iwao; 中江, 仁 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 106, 33-44
Issue Date	1981-11-30
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41701
Type	departmental bulletin paper
File Information	106_33-44.pdf



一様回転近似による Fe-3%Siの磁極をともなう磁壁

石田 巖* 中江 仁*

(昭和56年6月30日受理)

Charged Domain Wall Treated with Uniform Rotation of Magnetization in Fe-3%Si

Iwao ISHIDA and Hitoshi NAKAE

(Received June 30, 1981)

Abstract

Two models of charged walls are investigated. In the uniaxial model, the magnetization is assumed to rotate with the depth in wall entailing magneto-static and magneto-crystalline anisotropy energies. The biaxial model consisted of a Bloch-like region between the Néel-like regions diminishes the wall energy considerably being shared by the magnetostatic energy only in Néel-like regions. The biaxial model is considered to be an optimum model of the charged wall.

If the Bloch wall is flexible, the same is for the charged wall in the range of a tilt angle $|\theta| \leq 11.3^\circ$ since such a charged wall energy estimated from the biaxial model is equal to an inclining Bloch wall energy.

1. 序 文

先の論文で、Fe-3%Si単結晶内にランダムに分布する転位集団と磁壁との相互作用について解析し、平均作用力は零で、作用力の空間的ゆらぎから初透磁率および保磁力が形成されることを明らかにした^{1)~4)}。その結果、磁壁がより剛体的であれば、磁壁の各部分は狭い空間領域での作用力のゆらぎに対応しにくくなり、作用力の平均化がより広い磁壁面積にわたって行われ、空間的な作用力のゆらぎもより小さくなり、透磁率は上昇し、保磁力は減少する。磁壁がより柔軟であればその逆となる。従って、個々の転位によるマイクロな磁壁への作用力から、マクロなバルク材の透磁率や保磁力を形成する統計的な過程は磁壁の弾性的性質に依存しているといえる。また、バルクハウゼン効果は磁壁の速度⁵⁾および磁壁の弾性的性質に依存した作用力の空間的ゆらぎ⁶⁾による磁壁の各部分における不均一運動過程とみなすことができよう。しかしながら、従来の透磁率、保磁力およびバルクハウゼン効果に関する理論においては、磁壁の弾性的性質が果している役割りを詳細に評価することは行われていない。

磁壁の柔軟性あるいは剛性の重要さは先の論文で指摘したが²⁾、その表現法は不十分であった。磁壁の力学的性質を定量的に表現する一つの方法は、磁壁を実在的な弾性膜と考え、その弾性定数を定義し、磁壁エネルギーより導出することである。このような観点で磁壁エネルギーを取り扱おうとすると、Lilleyのブロッホ磁壁に関する一般的取り扱い⁷⁾でも不十分で、さらに磁極をと

* 精密工学科 物理学

もなう磁壁に関する研究が必要とされる。磁極をともなう磁壁は薄膜に関してはかなり研究されているが^{8)~12)}、バルク材では静磁エネルギーの急激な増加をともなうとして無視されてきた⁷⁾。しかし、勾配磁場中で(001)面方位のFe-3%Si単結晶に、薄膜に観察されるような¹³⁾鋸歯状磁区が観察された^{14),15)}(Fig. 1)。鋸歯状磁区構造のジグザグな磁壁は磁極をともなう磁壁であるが、その磁壁エネルギーは比較的小さいものと予想された。

本研究では磁壁における磁化の一樣回転を仮定し、(h k 0)面に平行な磁極をともなう磁壁に対し、二つのモデルを提案し、それらを比較検討することによって最適なモデルをもとめる。

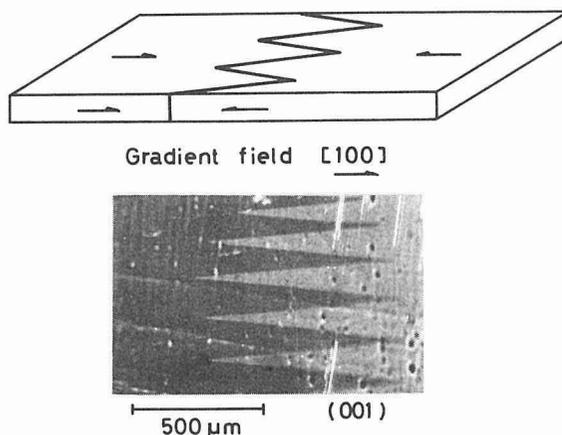


Fig.1 Saw-tooth domain structure observed by Kerr effect in (001) Fe-3%Si single crystal applying [100] gradient field.

2. 磁壁モデル

ここでは、磁壁はバルク材におけるものとして、磁壁に垂直な軸方向に一次的構造をとるものとする。取り扱われる磁壁面は(001)面に垂直で、(h k 0)面に平行な場合とする。磁壁モデルとしては(i)磁壁において、磁化は磁壁に垂直な軸のまわりでのみ一樣に回転していると仮定された一軸回転磁壁モデル(以下モデル1と呼ぶ)、および(ii)磁壁の両側に、[001]軸まわりで磁化が一樣に回転するネール磁壁的領域が存在し、その内側に、磁壁に垂直な軸まわりで一樣に回転するブロッホ磁壁的領域が存在すると仮定した二軸回転磁壁モデル(以下モデル2と呼ぶ)の二つが扱われる。Fe-3%Siの諸定数は先の論文¹⁾のものが使用されている。

2.1 座標系および磁壁の傾き角の定義

いま、磁壁をはさむ磁区内において、磁化 I は[100]または $[\bar{1}00]$ に向き、(001)面で磁壁を観察しているものとする。 x -, y -, および z -軸が[100], [010], および [001] 方向に平行な xyz -座標系を導入し、その原点を(010)面に平行な 180° ブロッホ磁壁の中心にとる(Fig.2)。このブロッホ磁壁に対し、 z -軸まわりで角度 θ だけ回転(反時計回りを正)した関係にある $(-\sin\theta \cos\theta \ 0)$ 面に平行な磁極をともなう磁壁を考える。この磁壁は観察面に垂直で、 $(-\sin\theta \cos\theta \ 0)$ 面と(001)面との交線として、[100]方向と θ の角度をなす $[\cos\theta \sin\theta \ 0]$ 方向に平行な直線として観察される。この磁壁の中心に原点をもち、 xyz -座標系と z -軸まわりで θ の回転

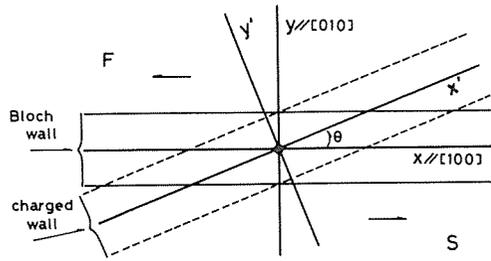


Fig.2 xyz- and $x'y'z'$ -coordinate. x-z and $x'-z'$ plane are center plane of 180° Bloch wall and charged wall, respectively.

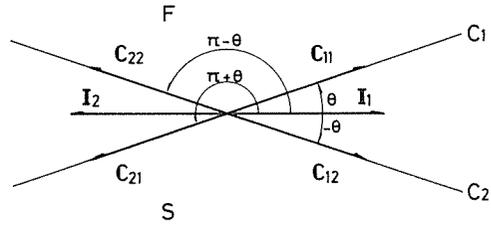


Fig.3 Tilt angle of charged wall. C_j : intersection between $(hk0)$ and (001) plane. C_{ij} : intersection vector.

関係にある $x'y'z'$ -座標系を導入する。このとき、 y' -軸は磁壁面に垂直となり、 $x'-z'$ 面は中心面となる。また、各座標間には次の関係がある。

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta & 0 \\ \sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta & 0 \\ -\sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (1)$$

いま、 $y' < 0$ にある磁区をS磁区、 $y' > 0$ にある磁区をF磁区とする。(001)面上で座標軸の原点からS磁区の磁化ベクトル I を描き、さらに、磁壁の試料表面での交線 C が I と最小の角度をなす方向に原点から交点の単位ベクトル C を描く。このとき、 C と $[100]$ 方向とのなす角度を磁壁の傾き角 θ_i とする。この定義に従えば、(010)ブロッホ磁壁に対し同じ θ の回転関係にある磁壁の場合でも、S磁区の磁化方向が $[100]$ か、あるいは $[\bar{1}00]$ かによって異なる。**Fig.3**には傾き角の四つの事例が示されている。例えば、交線 C_1 と磁化ベクトル I_1 あるいは I_2 であれば、 C ベクトルは C_{11} あるいは C_{21} となり、傾き角 θ_i は θ あるいは $\pi + \theta$ となる。このように厳密に傾き角を定義して得られる結果にもとづき、2.3でもっと簡単に傾き角が再定義される。

2.2 モデル1

S磁区内の磁化方向は $[100]$ 方向と角度 θ_0 ($= 0$ または π)をなすとする。(010)面に平行な 180° ブロッホ磁壁の厚さを δ_0 とし、磁壁内で磁化は y 方向の位置に従って、 y 軸のまわりで反時計回りあるいは時計回りに θ_0 から $\theta_0 + \pi$ あるいは $\theta_0 - \pi$ まで一様に回転しているものとする。このとき、磁化の回転角 $\varphi(y)$ は $[100]$ 方向を基準に、

$$\varphi(y) = \theta_0 \pm \pi(y/\delta_0 + 1/2), \quad -\delta_0/2 \leq y \leq \delta_0/2 \quad (2)$$

と表現される。**Fig.2**のようなブロッホ磁壁と z -軸のまわりで θ の回転で関係づけられる磁極をともなう磁壁の場合、磁化の y -軸まわりの一様な回転は変化しないとすれば、磁化の回転角 $\varphi(x, y)$ は

$$\varphi(x, y) = \theta_0 \pm \pi\{(y - x \tan\theta)/\delta_0' + 1/2\}; \quad -\delta_0'/2 \leq (y - x \tan\theta) \leq \delta_0'/2 \quad (3)$$

と表現される。ここで、 y 方向への磁壁の範囲は距離 δ_0' で表現されている。式(3)は $x'y'z'$ -座標系では

$$\varphi(y) = \theta_0 \pm \pi\{y'/(\delta_0' \cos\theta) + 1/2\}; \quad -\delta_0' \cos\theta/2 \leq y' \leq \delta_0' \cos\theta/2 \quad (4)$$

となる。 $\delta_0' \cos\theta$ はこの磁壁の厚さ δ_u となるから、 $\delta_0' \cos\theta = \delta_u$ において、

$$\varphi(y) = \theta_0 \pm \pi\{y'/\delta_u + 1/2\}; \quad -\delta_u/2 \leq y' \leq \delta_u/2 \quad (5)$$

となる。式(5)は式(2)と同様、磁壁に垂直な y' -軸まわりでの一様回転を表現している。

一方、磁壁中における磁化 I は xyz -座標系で、

$$I = I_s (\cos \varphi \quad 0 \quad \sin \varphi) \quad (6)$$

と表現される。ここで、 I_s は飽和磁気モーメントである。式 (6) は、 $x'y'z'$ -座標系では

$$I = I_s (\cos \theta \cos \varphi \quad -\sin \theta \cos \varphi \quad \sin \varphi) \quad (7)$$

と表現される。式 (7) により磁極密度 ρ_u は

$$\rho_u = -\text{div}' I = \partial (I_s \sin \theta \cos \varphi) / \partial y' \quad (8)$$

と表現される。ここで div' の $'$ は $x'y'z'$ -座標系を意味する。磁位 V は y' のみの関数として、ポアソンの方程式 $\Delta' V = -\rho_u / \mu_0$ から (μ_0 は真空の透磁率)、

$$\frac{\partial^2 V}{\partial y'^2} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial y'} (I_s \sin \theta \cos \varphi) \quad (9)$$

を得る。従って、

$$\text{grad}' V = (0 \quad -\frac{1}{\mu_0} I_s \sin \theta \cos \varphi \quad 0) \quad (10)$$

と表現される。磁壁の単位面積当りの静磁エネルギー E_{st} は

$$E_{st} = \frac{1}{2\mu_0} \int_{-\delta u/2}^{\delta u/2} \text{grad}' V \cdot I dy' = \frac{1}{2\mu_0} I_s^2 \sin^2 \theta \int_{-\delta u/2}^{\delta u/2} \cos^2 \varphi dy' \quad (11)$$

となる。一方、単位磁壁面積当りの結晶磁気異方性エネルギー E_{an} および交換エネルギー E_{ex} は

$$E_{an} = K_1 \int_{-\delta u/2}^{\delta u/2} \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi dy' \quad (12)$$

$$E_{ex} = A \int_{-\delta u/2}^{\delta u/2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y'} \right)^2 dy' \quad (13)$$

と表現される。ここで K_1 は異方性定数、 A は交換定数である。単位磁壁面積当りの全エネルギー $\gamma_u(\theta)$ を E_{st} 、 E_{an} および E_{ex} の和とし、式 (5) により積分すれば

$$\gamma_u(\theta) = \delta_u \left(\frac{1}{4\mu_0} I_s^2 \sin^2 \theta + \frac{K_1}{8} \right) + \frac{A\pi^2}{\delta_u} \quad (14)$$

となる。 δ_u に関する $\gamma_u(\theta)$ の極小条件 $\partial \gamma_u(\theta) / \partial \delta_u = 0$ から

$$\delta_u(\theta) = 2\pi \sqrt{A} / [I_s^2 \sin^2 \theta / \mu_0 + K_1 / 2]^{1/2} \quad (15)$$

を得る。 θ に対する磁壁の厚さ $\delta_u(\theta)$ は、他のモデルの結果とともに **Fig4** に示される。式 (15)、

(14) により

$$\gamma_u(\theta) = \pi \sqrt{A} [I_s^2 \sin^2 \theta / \mu_0 + K_1 / 2]^{1/2} \quad (16)$$

を得る。 $\gamma_u(\theta)$ は他のモデルの磁壁エネルギーとともに **Fig5** に示される。また、式 (8)、(5)、

(15) より

$$\rho_u(\theta, \varphi) = \mp \frac{I_s \sin \theta}{2\sqrt{A}} \sin \varphi \left[\frac{1}{\mu_0} I_s^2 \sin^2 \theta + \frac{K_1}{2} \right]^{1/2} \quad (17)$$

を得る。ここで、複号は φ が反時計回りで負、時計回りで正をとり、また $\sin \varphi$ の符号は φ が反時計回りとき時計回りとは反対となるから、 ρ_u は φ の回転方向には依存しない。従って、 φ を反

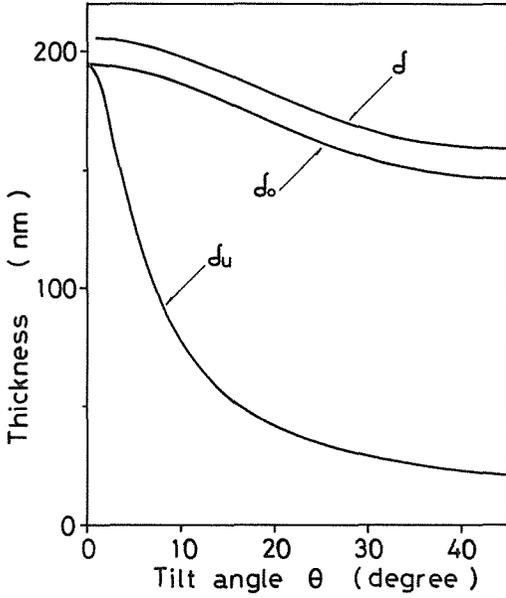


Fig.4 Thickness of wall as function of tilt angle θ . $\delta_u(\theta)$: in uniaxial-model, $\delta(\theta)$: in biaxial-model, $\delta_o(\theta)$: in inclining Bloch model.

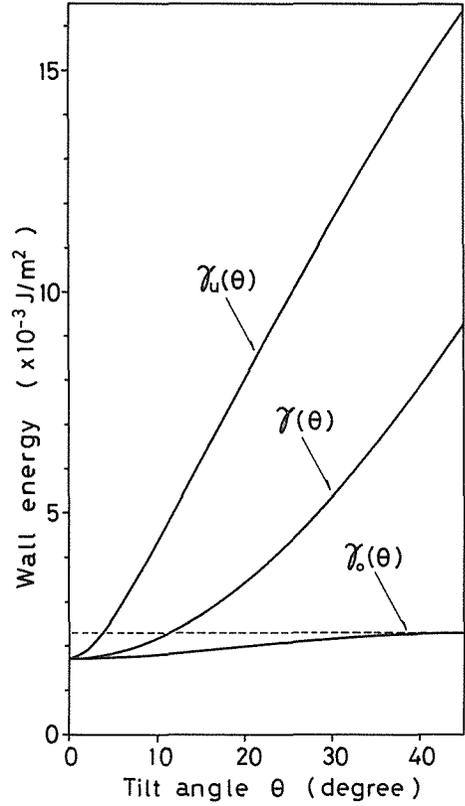


Fig.5 Wall energy as function of tilt angle θ . $\gamma_u(\theta)$: in uniaxial-model, $\gamma(\theta)$: in biaxial-model, $\gamma_o(\theta)$: in inclining Bloch model.

時計回りに制限しても影響はない。このとき、式 (5), (17) は

$$\varphi(y') = \theta_0 + \pi(y'/\delta_u + 1/2), \quad -\delta_u/2 \leq y' \leq \delta_u/2 \quad (18)$$

$$\rho_u(\theta, \varphi) = -\frac{I_s \sin \theta}{2\sqrt{A}} \sin \varphi \left[\frac{1}{\mu_0} I_s^2 \sin^2 \theta + \frac{K_1}{2} \right]^{1/2} \quad (19)$$

となる。Fig.3 における $C_{11}(\theta_0=0)$, $C_{12}(\theta_0=0)$, $C_{21}(\theta_0=\pi)$ および $C_{22}(\theta_0=\pi)$ に対する $\rho_u(\theta, y')$ は

$$C_{11}; \rho_u(\theta, y') = -g(\theta, y'), \quad C_{12}; \rho_u(\theta, y') = g(\theta, y'), \quad C_{21}; \rho_u(\theta, y') = g(\theta, y'),$$

$$C_{22}; \rho_u(\theta, y') = -g(\theta, y'),$$

$$\text{但し, } g(\theta, y') = \frac{I_s \sin \theta}{2\sqrt{A}} \sin \left\{ \pi \left(\frac{y'}{\delta_u} + \frac{1}{2} \right) \right\} \left[\frac{1}{\mu_0} I_s^2 \sin^2 \theta + \frac{K_1}{2} \right]^{1/2} \quad (20)$$

となる。 $\rho_u(\theta, y')$ は C_{11} と C_{22} におよび C_{12} と C_{21} において等しくなる。 C_{11} に対する $\rho_u(\theta, y')$ が他のモデルの磁極密度とともに Fig.6 に示されている。

2.3 モデル2

同じ一次元的構造であっても、一軸より自由度の高い二軸まわりの磁化回転において、より磁壁エネルギーの低いモデルが構成できる。

いま、**Fig.7** のように、厚さ δ の磁壁が $-\delta/2 \leq y \leq -\delta_0/2$, $-\delta_0/2 \leq y \leq \delta_0/2$, および $\delta_0/2 \leq y \leq \delta/2$ の三領域に分割できるものとする。磁壁の両側の $-\delta/2 \leq y \leq -\delta_0/2$ および $\delta_0/2 \leq y \leq \delta/2$ の領域では、磁化はネール磁壁のように (001) 面内で [001] 軸まわりに一様に回転し、 $y = \pm\delta_0/2$ の位置で磁壁面に平行となるとし、これら両領域をネール磁壁の領域と呼ぶことにする。一方、 $-\delta_0/2 \leq y \leq \delta_0/2$ の領域では、磁化は傾いたブロッホ磁壁と同様に垂直な軸のまわりで一様に 180° 回転するとし、この領域をブロッホ磁壁の領域と呼ぶことにする。

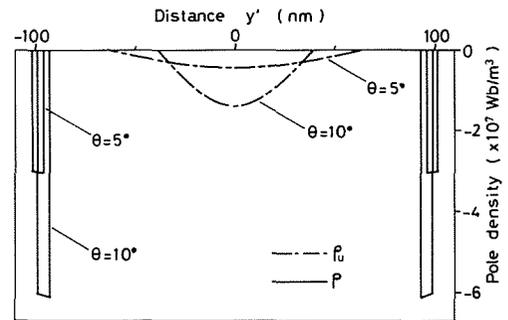


Fig.6 Distribution of magnetic pole density in wall. ρ_u : in uniaxial-model, ρ : in biaxial-model.

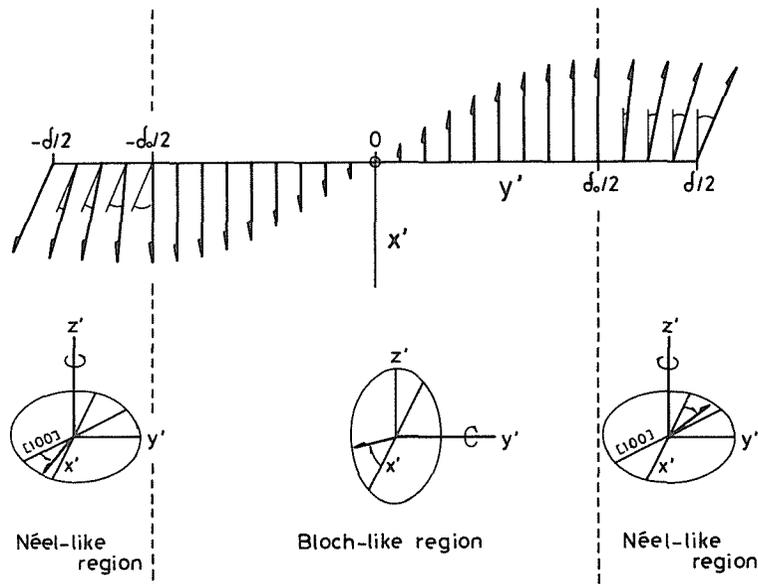


Fig.7 Biaxial-model of charged wall. Néel-like region: angle between magnetization and [001] varies uniformly with y' around [001] axis from 0 to θ in range $-\delta/2 \leq y' \leq -\delta_0/2$ and from $\theta + \pi$ to π in range $\delta_0/2 \leq y' \leq \delta/2$. Bloch-like region: angle between magnetization and $[\cos\theta \sin\theta 0]$ varies uniformly with y' around y' axis from 0 to π in range $-\delta_0/2 \leq y' \leq \delta_0/2$.

(1) ネール磁壁的領域

いま、磁壁の傾き角を 2.1 の定義に従って θ , S 磁区内の磁化方向を θ_0 とする。磁化は $-\delta/2 \leq y' \leq -\delta_0/2$ の領域では θ_0 から θ_1 へ、 $\delta_0/2 \leq y' \leq \delta/2$ の領域では $\theta_1 + \pi$ から $\theta_0 + \pi$ まで一様に回転する (ブロッホ磁壁的領域における磁化回転は反時計回りのみを扱う) ものとする。このとき、磁

化の回転角 θ' は $[100]$ 方向を規準にして、各領域で

$$\begin{aligned}\theta' &= \theta_0 + (2/\delta_1)(\theta_t - \theta_0)(y' + \delta/2), & -\delta/2 \leq y' \leq -\delta_0/2 \\ &= \theta_0 + \pi - (2/\delta_1)(\theta_t - \theta_0)(y' - \delta/2), & \delta_0/2 \leq y' \leq \delta/2\end{aligned}\quad (21)$$

と表現される。ここで、 $\delta_1 = \delta - \delta_0$ とおいた。 $\theta_t - \theta_0 = \theta$ となるから

$$\begin{aligned}\theta' &= \theta_0 + (2\theta/\delta_1)(y' + \delta/2); & -\delta/2 \leq y' \leq -\delta_0/2 \\ &= \theta_0 + \pi - (2\theta/\delta_1)(y' - \delta/2) & \delta_0/2 \leq y' \leq \delta/2\end{aligned}\quad (22)$$

を得る。このとき、磁化 \mathbf{I} は xyz-座標系で

$$\mathbf{I} = I_s (\cos\theta' \quad \sin\theta' \quad 0)$$

と表現され、x'y'z'-座標系では

$$\mathbf{I} = I_s (\cos(\theta' - \theta) \quad \sin(\theta' - \theta) \quad 0)$$

となる。このとき、磁極密度 ρ は

$$\rho = -\text{div}' \mathbf{I} = \partial \{I_s \sin(\theta' - \theta)\} / \partial y' \quad (23)$$

と表現される。式 (10) と同様に

$$\text{grad}' V = (I_s / \mu_0) (0 \quad \sin(\theta' - \theta) \quad 0)$$

を得る。両領域の単位面積当りの静磁エネルギー E_{st} 、結晶磁気異方性エネルギー E_{an} おもび交換エネルギー E_{ex} は

$$E_{st} = \frac{I_s^2}{2\mu_0} \left[\int_{-\delta/2}^{-\delta_0/2} + \int_{\delta_0/2}^{\delta/2} \right] \sin^2(\theta' - \theta) dy' \quad (24)$$

$$E_{an} = K_1 \left[\int_{-\delta/2}^{-\delta_0/2} + \int_{\delta_0/2}^{\delta/2} \right] \sin^2\theta' \cos^2\theta' dy' \quad (25)$$

$$E_{ex} = A \left[\int_{-\delta/2}^{-\delta_0/2} + \int_{\delta_0/2}^{\delta/2} \right] \left(\frac{\partial \theta'}{\partial y'} \right)^2 dy' \quad (26)$$

と表現される。磁気弾性エネルギーを無視して、両領域の単位面積当りの全エネルギー E_t は E_{st} 、 E_{an} および E_{ex} の和であるとし、式 (22)、 θ_0 が 0 または π 、および $\theta_t = \theta_0 + \theta$ を考慮すれば、

$$E_t = \frac{\delta_1}{8} \left\{ \frac{2I_s^2}{\mu_0} \left(1 - \frac{\sin 2\theta}{2\theta} \right) + K_1 \left(1 - \frac{\sin 4\theta}{4\theta} \right) \right\} + \frac{4}{\delta_1} A \theta^2 \quad (27)$$

を得る。 δ_1 に関して E_t を極小にする条件から

$$\delta_1(\theta) = 4|\theta| \sqrt{2A} / \left\{ \frac{2I_s^2}{\mu_0} \left(1 - \frac{\sin 2\theta}{2\theta} \right) + K_1 \left(1 - \frac{\sin 4\theta}{4\theta} \right) \right\}^{1/2} \quad (28)$$

を得る。式 (28)、(27) より

$$E_t = |\theta| \sqrt{2A} \left\{ \frac{2I_s^2}{\mu_0} \left(1 - \frac{\sin 2\theta}{2\theta} \right) + K_1 \left(1 - \frac{\sin 4\theta}{4\theta} \right) \right\}^{1/2} \quad (29)$$

を得る。式 (23)、(22)、(28) より、磁極密度 ρ は各領域で

$$\begin{aligned}\rho &= -\frac{I_s \theta \cos(\theta' - \theta)}{2|\theta| \sqrt{2A}} \left\{ \frac{2I_s^2}{\mu_0} \left(1 - \frac{\sin 2\theta}{2\theta} \right) + K_1 \left(1 - \frac{\sin 4\theta}{4\theta} \right) \right\}^{1/2}; & -\delta/2 \leq y' \leq -\delta_0/2 \\ &= \frac{I_s \theta \cos(\theta' - \theta)}{2|\theta| \sqrt{2A}} \left\{ \frac{2I_s^2}{\mu_0} \left(1 - \frac{\sin 2\theta}{2\theta} \right) + K_1 \left(1 - \frac{\sin 4\theta}{4\theta} \right) \right\}^{1/2}; & \delta_0/2 \leq y' \leq \delta/2\end{aligned}\quad (30)$$

となる。 $-\delta/2 \leq y' \leq -\delta_0/2$ の領域では、 $\cos(\theta' - \theta)$ は $\cos(\theta_0 - \theta)$ から $\cos\theta_0$ へ変化するのに対し、 $\delta_0/2 \leq y' \leq \delta/2$ の領域では、 $\cos(\theta' - \theta)$ は $-\cos\theta_0$ から $-\cos(\theta_0 - \theta)$ へと変化する。従って、 ρ は両領域で符号が同じで、 $y' = 0$ に対して対称に分布する。Fig.3の $C_{11}(\theta_0=0)$ 、 $C_{12}(\theta_0=0)$ 、 $C_{21}(\theta_0=\pi)$ および $C_{22}(\theta_0=\pi)$ に対する ρ は式(30)、(22)により $-\delta/2 \leq y' \leq -\delta_0/2$ の領域で

$$\begin{aligned} C_{11}; \rho(\theta, y') &= -f_1(\theta, y'), \quad C_{12}; \rho(\theta, y') = f_1(\theta, y'), \quad C_{21}; \rho(\theta, y') = f_1(\theta, y'), \\ C_{22}; \rho(\theta, y') &= -f_1(\theta, y'), \end{aligned}$$

但し、

$$f_1(\theta, y') = \frac{I_s \theta}{2|\theta|\sqrt{2A}} \cos\left\{\frac{2\theta}{\delta_1} \left(y' + \frac{\delta_0}{2}\right)\right\} \left\{ \frac{2I_s^2}{\mu_0} \left(1 - \frac{\sin 2\theta}{2\theta}\right) + K_1 \left(1 - \frac{\sin 4\theta}{4\theta}\right) \right\}^{1/2} \quad (31)$$

および $\delta_0/2 \leq y' \leq \delta/2$ の領域で

$$\begin{aligned} C_{11}; \rho(\theta, y') &= -f_2(\theta, y'), \quad C_{12}; \rho(\theta, y') = f_2(\theta, y'), \quad C_{21}; \rho(\theta, y') = f_2(\theta, y'), \\ C_{22}; \rho(\theta, y') &= -f_2(\theta, y'), \end{aligned}$$

但し、

$$f_2(\theta, y') = \frac{I_s \theta}{2|\theta|\sqrt{2A}} \cos\left\{\frac{2\theta}{\delta_1} \left(y' - \frac{\delta_0}{2}\right)\right\} \left\{ \frac{2I_s^2}{\mu_0} \left(1 - \frac{\sin 2\theta}{2\theta}\right) + K_1 \left(1 - \frac{\sin 4\theta}{4\theta}\right) \right\}^{1/2} \quad (32)$$

となる。式(31)、(32)は式(20)と同様に C_{11} と C_{22} 、および C_{12} と C_{21} では $\rho(\theta, y')$ が等しくなることを示している。従って、Fig.1のジグザグな磁壁にはすべて同極の磁極が生じていることになる。 C_{11} に対する $\rho(\theta, y')$ がFig.6に示されている。

2.1で繁雑と思われる磁壁の傾き角の定義を行ったのは磁極密度の分布を正確に定めるためであった。式(20)あるいは(31)、(32)の結果から、逆に傾き角 θ を簡単に再定義することができる。すなわち、S磁区の磁化が $[100]$ あるいは $[\bar{1}00]$ 方向から従って、反時計回りあるいは時計回りを正として、 $[100]$ 方向に最も近い交線Cの方向が $[100]$ 方向に対してなす角度とする。この定義に従えば、Fig.3の C_{11} 、 C_{21} 、 C_{21} および C_{22} に対する傾き角は θ 、 $-\theta$ 、 $-\theta$ および θ となる。

(2) ブロッホ磁壁の領域

傾いたブロッホ磁壁に対する詳細な取り扱いにはLilleyによって行われている⁷⁾。ここでは、一貫した議論を行うために、磁壁における磁化の一樣回転近似によって議論を進める。

Fig.8のように、 $x-y$ 平面すなわち(001)面と傾いたブロッホ磁壁面との交線が $[100]$ 方向と θ をなすとする。簡単のため $\theta_0 = 0$ とすれば、磁壁における磁化の回転角 φ は $[\cos\theta \quad \sin\theta \quad 0]$ を基準に

$$\varphi = \pi(y'/\delta_0 + 1/2), \quad -\delta_0/2 \leq y' \leq \delta_0/2 \quad (33)$$

と表現される。磁壁における磁化 I は $x'y'z'$ -座標系では

$$I = I_s(\cos\varphi \quad 0 \quad \sin\varphi)$$

となり、 $\text{div}' I = 0$ が確認される。一方、 xyz -座標系では

$$I = I_s(\cos\varphi \cos\theta \quad \cos\varphi \sin\theta \quad \sin\varphi)$$

となる。この領域における単位面積当りの結晶磁気異方性エネルギー E_{an} および交換エネルギー E_{ex} は

$$E_{an} = \int_{-\delta_0/2}^{\delta_0/2} [K_1(\sin^2\theta \cos^2\theta + \cos^4\varphi + \sin^2\varphi \cos^2\varphi) + K_2 \sin^2\theta \cos^2\theta \sin^2\varphi \cos^4\varphi] dy' \quad (34)$$

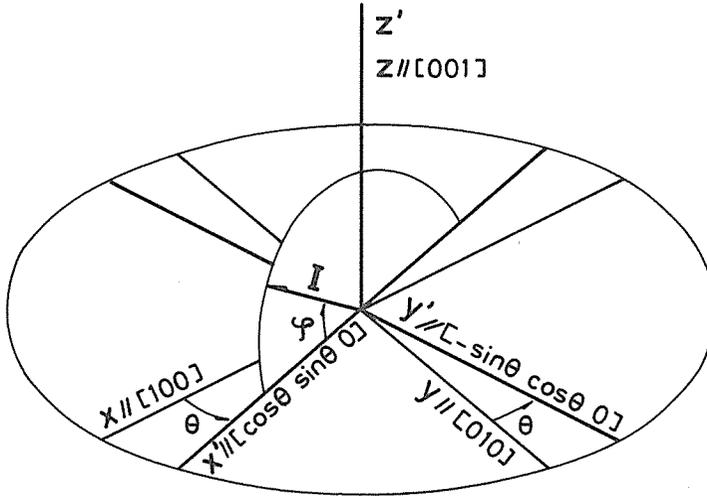


Fig. 8 Rotation of magnetization in Bloch-like region or inclining Bloch wall.

$$E_{ex} = A \int_{-\delta_0/2}^{\delta_0/2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y'} \right)^2 dy' \quad (35)$$

となる。ここで K_2 は異方性定数である。磁気弾性エネルギーを無視して、この領域の全エネルギー $\delta_0(\theta)$ は E_{an} と E_{ex} との和とし、式(33)を使い

$$\gamma_0(\theta) = \delta_0 [2K_1(3\sin^2\theta\cos^2\theta + 1) + K_2\sin^2\theta\cos^2\theta] / 16 + A\pi^2 / \delta_0 \quad (36)$$

を得る。 δ_0 に関して $\gamma_0(\theta)$ を極小にする条件から

$$\delta_0(\theta) = 4\pi\sqrt{A} [2K_1(3\sin^2\theta\cos^2\theta + 1) + K_2\sin^2\theta\cos^2\theta]^{1/2} \quad (37)$$

を得る。式(37), (36) より

$$\gamma_0(\theta) = (\pi/2)\sqrt{A} [2K_1(3\sin^2\theta\cos^2\theta + 1) + K_2\sin^2\theta\cos^2\theta]^{1/2} \quad (38)$$

を得る。ここで K_2 を無視すれば、

$$\delta_0(\theta) = 2\pi\sqrt{A} / \{K_1(3\sin^2\theta\cos^2\theta + 1)\}^{1/2} \quad (39)$$

$$\gamma_0(\theta) = \pi\sqrt{AK_1/2} \{3\sin^2\theta\cos^2\theta + 1\}^{1/2} \quad (40)$$

となる。 $\delta_0(\theta)$, $\gamma_0(\theta)$ は傾いたプロット磁壁の厚さ、エネルギーである。比較のため、Fig.4 および Fig.5 に示されている。

(3) 統合

モデル2における単位面積当りの磁壁エネルギー $\gamma(\theta)$ は式(29)の E_t と式(40)の $\gamma_0(\theta)$ との和とすれば

$$\gamma(\theta) = |\theta|\sqrt{2A} \left\{ \frac{2I_s^2}{\mu_0} \left(1 - \frac{\sin 2\theta}{2\theta}\right) + K_1 \left(1 - \frac{\sin 4\theta}{4\theta}\right) \right\}^{1/2} + \pi\sqrt{\frac{AK_1}{2}} (3\sin^2\theta\cos^2\theta + 1)^{1/2} \quad (41)$$

となる。 $\gamma(\theta)$ はFig.5に示されている。モデル2の磁壁の厚さ $\delta(\theta)$ を式(28)の $\delta_1(\theta)$ と式(39)の $\delta_0(\theta)$ との和とすれば、

$$\delta(\theta) = 4|\theta|\sqrt{2A} / \left\{ \frac{2I_s^2}{\mu_0} \left(1 - \frac{\sin 2\theta}{2\theta}\right) + K_1 \left(1 - \frac{\sin 4\theta}{4\theta}\right) \right\}^{1/2} + 2\pi\sqrt{2A} / \{K_1(3\sin^2\theta\cos^2\theta + 1)\}^{1/2} \quad (42)$$

となる。 $\delta(\theta)$ はFig.4に示されている。

3. 磁壁モデルの比較検討

3.1 モデル1とモデル2との比較による最適モデル

磁壁エネルギーはモデル1に比較してモデル2では著しく低くなっている (Fig.5)。現実の磁壁は磁壁エネルギーを最小とする構造をとるとし、両モデルの比較によって最適モデルへのアプローチを試みる。

磁壁における各エネルギー密度の分布は、モデル1では

$$e_{st} = (I_s^2/2\mu_0)\sin^2\theta\cos^2\varphi, \quad e_{an} = (K_1/4)\sin^2 2\varphi, \quad e_{ex} = A(\partial\varphi/\partial y')^2 \quad (43)$$

となる。ここで、 e_{st} 、 e_{an} および e_{ex} は静磁エネルギー密度、結晶磁気異方性エネルギー密度および交換エネルギー密度である。 $\theta = 5^\circ$ の場合の各エネルギー密度の y' に対する分布をFig.9に示す。モデル2のネール磁壁の領域では

$$e_{st} = (I_s^2/2\mu_0)\sin^2(\theta' - \theta), \quad e_{an} = (K_1/4)\sin^2 2\theta, \quad e_{ex} = A(\partial\theta'/\partial y')^2 \quad (44)$$

となり、ブロッホ磁壁の領域では、 K_2 の項を無視して、

$$e_{an} = (K_1/4)(\sin^2 2\theta\cos^4\varphi + \sin^2 2\varphi), \quad e_{ex} = A(\partial\varphi/\partial y')^2 \quad (45)$$

となる。 $\theta = 5^\circ$ の場合の各エネルギー密度がFig.10に示される。

Fig.9とFig.10を比較するとき、 e_{an} は横軸の差を除いて変化はわずかであるのに対し、 e_{st} には顕著な差がみられる。Fig.9では e_{st} が e_{an} と同じく磁壁の全領域にわたっているのに対し、Fig.10ではごく狭いネール磁壁的領域に局在している。さらに、Fig.10の e_{st} はFig.9と同じ最大値で、

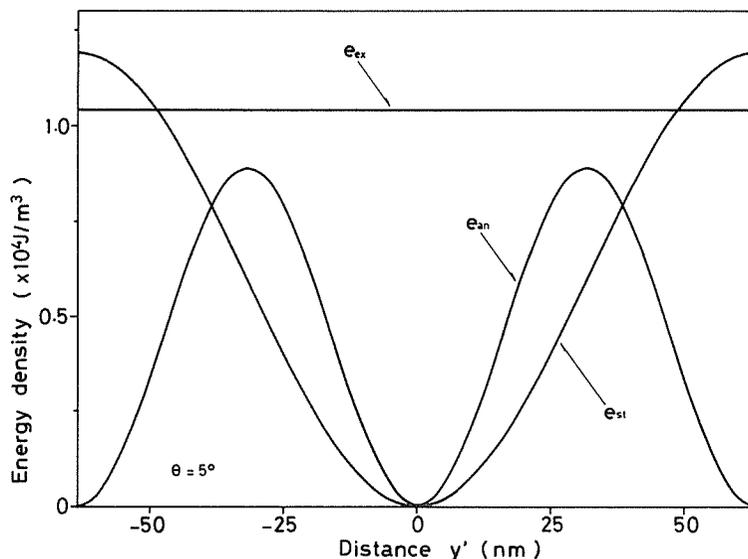


Fig.9 Distribution of energy density in uniaxial-model. e_{st} : magneto-static energy density, e_{an} : magneto-crystalline anisotropy energy density, e_{ex} : exchange energy density.

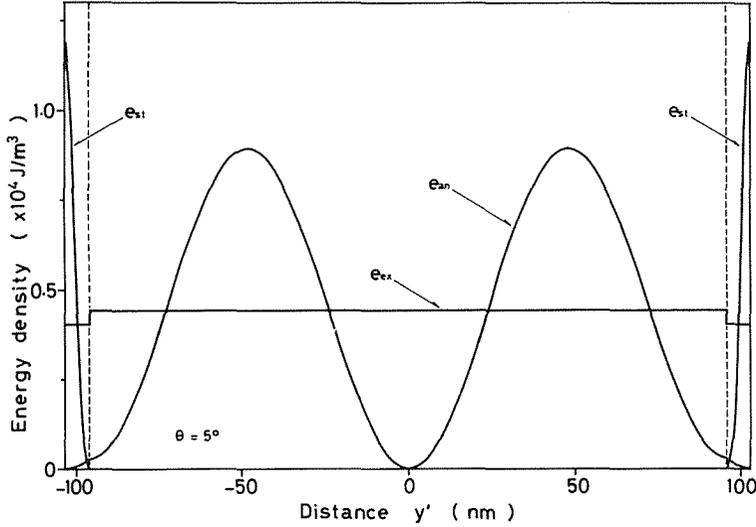


Fig. 10 Distribution of energy density in biaxial-model.

ブロッホ磁壁の領域との境界に向って零となるように急激に減少し、ブロッホ磁壁の領域における e_{an} と分離されている。このような異方性エネルギー密度 $e_{st} + e_{an}$ の差は Fig.10 に比較して、Fig.9 では磁壁の厚さの減少、 e_{ex} の増加として現われている。モデル1での θ の増加による磁壁の厚さの急激な減少は Fig.4 にみられる。

モデル2がモデル1に比較して磁壁エネルギーを下けているのは静磁エネルギー密度の分布の差によるものであるといえる。従って、静磁エネルギー密度の分布のみをとりだし、その積分値を最小にすることができれば、そのような磁壁構造が磁壁エネルギーを最小とするだろう。これは磁化回転を一軸まわりから二軸まわりに拡張し、静磁エネルギーをブロッホ磁壁の領域の結晶磁気異方性エネルギーから切り離し、ネール磁壁の領域のエネルギーを最小にする過程に相当する。従って、二軸回転に対し何らの仮定なしに一般的取り扱いから導き出される磁壁エネルギー最小の磁壁構造はモデル2のようなものになると推定される。

3.2 モデル2とブロッホ磁壁との比較による磁壁の柔軟性

磁壁が柔軟なものと近似されるか、剛体と近似されるかの規準を、磁極を生じない磁壁のエネルギーにおけば、Fig.5 から $|\theta| \leq 11.3^\circ$ の範囲において、磁極をともなう磁壁は柔軟な磁壁と近似される。

4. 結 論

磁極をともなう磁壁に対して、一軸回転磁壁モデル(モデル1)および二軸回転磁壁モデル(モデル2)を提案し、検討した結果

(1) モデル1に比較し、モデル2では磁壁エネルギーが大幅に減少する。柔軟性の規準を磁極をともなわない磁壁エネルギーにおけば、 $|\theta| \leq 11.3^\circ$ の範囲で磁極をともなう磁壁は柔軟な磁壁と近似される。

(2) モデル1に対し、モデル2で磁壁エネルギーが減少することは、静磁エネルギーと結晶磁気異方性エネルギーが分離されることによる。もっと一般的取り扱いから得られる磁壁モデルも、こ

ここで提案されたネール磁壁的領域ブロッホ磁壁的領域からなるモデル2と同様の構造をとるものと予想された。

参 考 文 献

- 1) 石田 巖, 中江 仁 : 北海道大学工学部研究報告, **96** (昭和 54 年), p.9
- 2) 石田 巖, 中江 仁 : 北海道大学工学部研究報告, **96** (昭和 54 年), p.21
- 3) 石田 巖, 中江 仁 : 北海道大学工学部研究報告, **97** (昭和 55 年), p.11
- 4) 石田 巖, 中江 仁 : 北海道大学工学部研究報告, **97** (昭和 55 年), p.25
- 5) Porteseil, J.L. and Vergne, R. : J. Appl. Phys., **50**(1979), p.2131
- 6) Coyne, P.J., Jr. and Kramer, J.J. : IEEE Trans. Magn., **Mag-13** (1977), p.1508
- 7) Lilley, B.A. : phil. Mag., **41**(1950), p.792
- 8) Néel, L : Compt. Rend., **241**(1955), p.241
- 9) Kriessman, C.J. : J. Appl. Phys., **34**(1963), p.1054
- 10) Aharoni, A. : J. Appl. Phys., **37**(1966), p. 3271
- 11) Labonte, A.E. : J. Appl. Phys., **40**(1969), p.2450
- 12) Hubert, A. : phys. Stat. Sol., **32**(1969), p.519
- 13) Taylor, R.C. : IEEE Trans. Magn., **Mag-16**(1980), p.902
- 14) 石田 巖, 高橋 隆, 中江 仁 : 日本金属学会講演概要, (昭和 54 年), p.401
- 15) 石田 巖, 高橋 隆, 中江 仁 : 日本金属学会誌に投稿中