

# 鉄90°磁壁，ニッケル109°および71°磁壁の安定方位に関する理論とX線トポグラフィによる実測

(昭和54年5月31日 原稿受付)

物理学教室 近 浦 吉 則

## Stable Orientations of 90° Walls in Iron, and 109° Walls and 71° Walls in Nickel — Theory and X-Ray Observations

by Yoshinori CHIKAURA

### Abstract

The modified domain theory, which has been developed in the previous paper with a help of quasi-dislocation theory, has been applied to investigate the energetically stable orientations of 90° walls in iron and 109° walls in nickel. The theoretical results are compared with the wall orientations determined experimentally from X-ray topographic images of 90° walls in iron whiskers and 109° walls in nickel plate crystals. Agreement between the theory and the experiment is satisfactory. Orientation of 71° walls in nickel is also discussed.

### §1. 緒 論

Néel 則<sup>1)</sup>を満たす磁壁の安定方位を理論的に知るために、従来の磁区構造論では考慮されなかったエネルギーを導入し、これを前報<sup>2)</sup>において磁壁の実効エネルギーと名づけた。本論文の主たる目的は前報に述べられた考え方（方法論）を鉄の90°磁壁、ニッケルの109°磁壁および71°磁壁に適用し、それらの安定方位を求め、その結果とX線トポグラフィによる観察結果とを比較することである。まず次節 §2において鉄90°磁壁についての計算および観察結果について述べ、§3では、ニッケルの109°磁壁および71°磁壁の場合に言及する。

鉄の場合、ニッケルの場合ともに理論と実験結果とのよい一致が得られた。これは前報<sup>2)</sup>および本論文で述べられた考え方の健全性を示すものである。

### §2. 鉄の90°磁壁

#### 2.1. 鉄90°磁壁の実効エネルギーと安定方位

図-1のように板状の90°磁区(1)が充分大きなマトリックス磁区(L, R)の中に形づくられている磁区構造を考える。2枚の90°磁壁A B C DおよびA' B' C' D'は距離

2aだけ離れ、3つの磁区L, I, Rをつくっている。マトリックス磁区L, Rと磁区Iの磁化ベクトルMおよびM<sub>I</sub>はそれぞれ(100), (010)に平行である。結晶表面における磁壁の線A B, A' B'はNéel 則<sup>1)</sup>によって(110)方向にあり、結晶内部の磁壁は(100)面から角度ψだけ傾いている。表面におけるA BとA' B'との間隔を2dとすれば

$$2d = 2a / \sin \psi \quad (1)$$

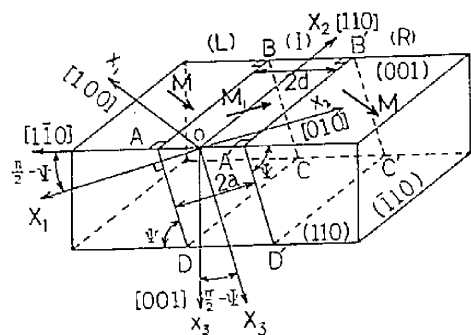


図-1 90°磁壁の方位に依存する磁気弾性相互作用を計算するための磁区構造モデル

である。直交座標系  $x_i$  を,  $x_1 \parallel [100]$ ,  $x_2 \parallel [010]$ ,  $x_3 \parallel [001]$  とし, 原点は磁区 I の中央の位置, と定めると, 磁歪テンソルは  $x_i$  系で

$$\begin{pmatrix} \lambda & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\lambda}{2} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\lambda}{2} \end{pmatrix} : \text{磁区 L および R} \quad (2)$$

$$\begin{pmatrix} -\frac{\lambda}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \lambda & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\lambda}{2} \end{pmatrix} : \text{磁区 I} \quad (3)$$

$\lambda$ : 自発磁化  $\langle 100 \rangle$  方向の磁歪 ( $=2.1 \times 10^{-5}$ )  
故にマトリックス磁区 L, R の磁歪を基準にすると, 磁区 I には

$$[\beta_{ij}^*] = \begin{pmatrix} -\frac{3}{2}\lambda & 0 & 0 \\ 0 & \frac{3}{2}\lambda & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

で表わされる塑性歪が存在する。ここで以降の計算を簡単にするため新しい座標系  $X_i$  ( $X_1$  は磁壁面に垂直に,  $X_2$  は  $(110)$  に平行に, そして  $X_3$  は  $(110)$  表面の磁壁線に平行にとる) を導入する。上式(4)を  $X_i$  系に変換すると,

$$[\beta_{ij}^*] = \frac{3}{2}\lambda \begin{pmatrix} 0 & -\sin \psi & 0 \\ -\sin \psi & 0 & \cos \psi \\ 0 & \cos \psi & 0 \end{pmatrix} \cdot \{H(X_1+a) - H(X_1-a)\} \quad (5)$$

$H(X)$ : ヘビサイドの段階関数,

$X > 0$  のとき  $H(X) = 1$ ,  $X < 0$  のとき

$H(X) = 0$ 。

上式と前報<sup>2)</sup>式(20)より  $90^\circ$  磁壁に等価な擬転位密度テンソル  $(a_{ij})$  は,

$$(a_{ij}) = \frac{3}{2}\lambda \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \psi & 0 \\ \sin \psi & 0 & -\cos \psi \end{pmatrix} \cdot \{\delta(X_1+a) - \delta(X_1-a)\} \quad (6)$$

$\delta(X)$ : ディクックのデルタ関数,

式(6)を図に表わしたのが図-2である。 $a_{31}$  は  $X_3$  方向の刃状転位,  $a_{22}$  および  $a_{33}$  はそれぞれ  $X_2$  および  $X_3$  方向のらせん転位に対応する。ここで注意すべきことはこれら3種の擬転位が2枚の磁壁面全体にわたってなめらかに

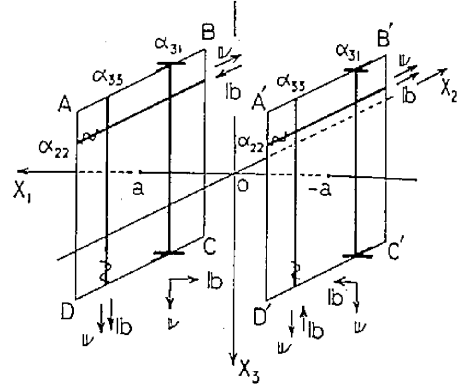


図-2  $90^\circ$  磁壁に等価な擬転位の連続分布・ $b$ : バーガースベクトル; 転位線ベクトル

連続的に分布していることである。この連続的擬転位分布は結晶内に応力場をつくる。 $a_{31}$  による効果は小傾角粒界にみられるように, 単に両磁区を相対的に回転させるだけで何らの応力場もつくらない。 $a_{22}$  および  $a_{33}$  の組による応力場は前報<sup>2)</sup>式(22)より容易に計算できて

$$(\sigma_{ij}) = 3\lambda\mu \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\cos \psi \\ 0 & -\cos \psi & 0 \end{pmatrix} \cdot \{H(X_1+a) - H(X_1-a)\} \quad (7)$$

$\mu$ : 剛性率 ( $=8.2 \times 10^{11}$  dyn/cm<sup>2</sup>)

がえられる。

この結果, 弾性的な歪場は磁区 I にもみ存在していることがわかる。磁区 I に貯えられる弾性エネルギーは単位体積当り,

$$\begin{aligned} \Phi_{el} &= -\frac{1}{2V} \iiint_V \sum_i \sum_j \sigma_{ij} \beta_{ij}^* dx_1 dx_2 dx_3 \\ &= \frac{9}{2} \mu \lambda^2 \cos^2 \psi \end{aligned} \quad (8)$$

$V$ : 磁区 I の体積

前報<sup>2)</sup>式(10)から求められる磁気弾性エネルギー  $\Phi_{mc}$  の計算には  $x_i$  系の歪テンソル  $(e_{ij})$  が必要である。そのためまず前報<sup>2)</sup>式(23)より  $X_i$  系で表わされた  $(e_{ij})_{X_i}$  を求め, これを座標変換すればよい。その結果は,

$$(e_{ij}) = \frac{3}{2}\lambda \cos \psi \begin{pmatrix} \cos \psi & 0 & -\sqrt{2} \sin \psi \\ 0 & -\cos \psi & -\sqrt{2} \sin \psi \\ -\sqrt{2} \sin \psi & -\sqrt{2} \sin \psi & 0 \end{pmatrix} : \text{磁区 I} \quad (9)$$

となる。磁化ベクトル  $M_1$  の方向余弦  $\gamma_i$  は  $\gamma_1 = \gamma_3 = 0$ ,  $\gamma_2 = 1$  だから式(9)と前報<sup>2)</sup>式(10)より

$$\Phi_{mc} = -B_1 \frac{3}{2} \lambda \cos^2 \Psi \quad (10)$$

等方的弾性体では

$$C_{11} - C_{12} = 2C_{13} = 2\mu$$

が成り立つから、前報<sup>2)</sup>式(13)より

$$B_1 = -3\mu\lambda \quad (11)$$

故に

$$\Phi_{mc} = \frac{9}{2} \mu \lambda^2 \cos^2 \Psi \quad (12)$$

をうる。

従って磁区エネルギー  $\Phi_d$  は磁区 I の単位体積当り、

$$\Phi_d = \Phi_{ct} + \Phi_{mc} = 9\mu\lambda^2 \cos^2 \Psi \quad (13)$$

となる。

結晶のもつ全エネルギーは、単位面積の磁壁に垂直で間隔  $2a$  の磁区 I を考えると、

$$(2\Phi_w + 2a \cdot \Phi_d)$$

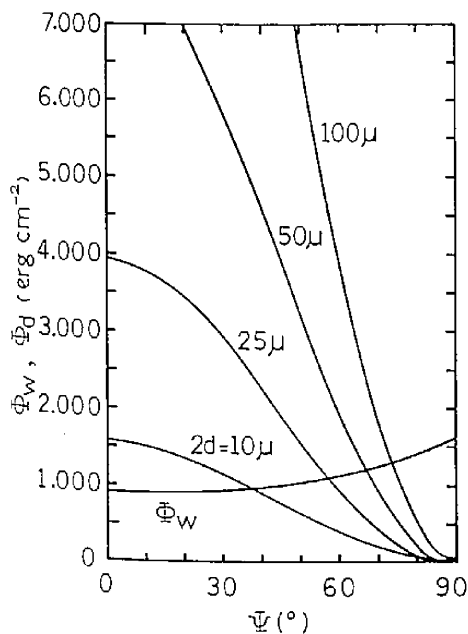


図-3 磁壁エネルギー  $\Phi_w$  および磁区エネルギー  $2a \cdot \Phi_d/2$  の磁壁方位依存

であるから、実効エネルギー  $\Phi_{eff}$  は前報<sup>2)</sup>式(29)より

$$\begin{aligned} \Phi_{eff} &= \Phi_w + a\Phi_d \\ &= \Phi_w + 9a\mu\lambda^2 \cos^2 \Psi \end{aligned} \quad (14)$$

図-3に、Spacek<sup>3)</sup>による  $\Phi_w$  の数値計算結果と磁区エネルギーの寄与  $a\Phi_d$  を磁壁方位  $\Psi$  の関数として示す。磁区間隔  $2a$  が数  $\mu$  ( $\mu\text{m}$ )以上になると、磁区エネルギーは  $\Psi$  のほとんど全範囲にわたって  $\Phi_w$  より大きくなることわかる。

$X_2 - X_3$  面の単位面積当りの実効エネルギー  $\Phi'_{eff}$  は幾何学因子を考慮することによって、(1)および(14)より、

$$\begin{aligned} \Phi'_{eff} &= \Phi_{eff}/\sin \Psi \\ &= \Phi_w/\sin \Psi + 9d\mu\lambda^2 \cos^2 \Psi \end{aligned} \quad (15)$$

$2d$ ; 結晶表面における磁区の間隔

がえられる。

図-4に  $\Phi'_{eff}$  を方位  $\Psi$  の関数としてえがいている。この  $\Phi'_{eff}$  の極小条件

$$\partial \Phi'_{eff} / \partial \Psi = 0 \quad (16)$$

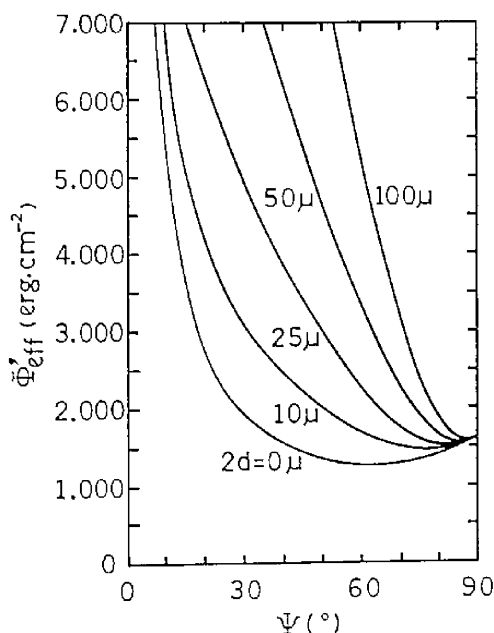


図-4 幾何学因子を考慮した実効エネルギー  $\Phi'_{eff}$  の種々の  $2d$  の値に対する磁壁方位との関係

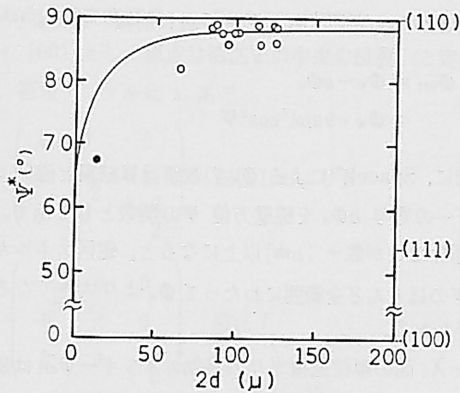


図-5 90°磁壁の安定方位 $\psi^*$ と磁区の大きさ $2d$ との関係曲線(実線), O: 鉄ウィスカーのX線トポグラフィ観察より求めた実測値, ● DeBloisらが表面磁区図形から推定した値

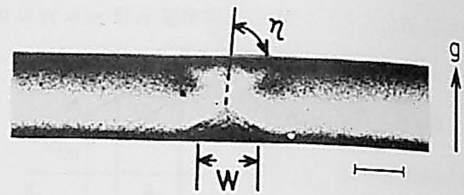
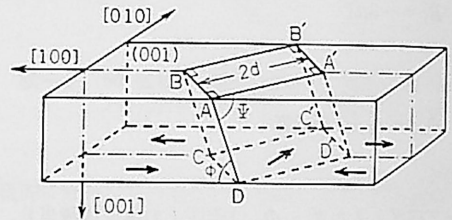


図-6-(a) 鉄ウィスカーの矩形磁区の011̄トポグラフィ, スケールマークは100[μm], gは反射ベクトル



(b) 磁区の空間的形状

から磁壁の安定方位 $\psi^*$ が決まる。磁壁エネルギー $\phi_w$ が解析的には求められないので、(16)を満たす安定方位 $\psi^*$ を数値計算からえたのが図-5である。

安定方位 $\psi^*$ は $2d = 0$ の時 $62^\circ$ すなわちほぼ $\{111\}$ 面から、 $2d$ の値と共に急に増大し $90^\circ$ ( $\{110\}$ 面)に漸近することがわかる。例えば、磁区の大きさが $100 [\mu\text{m}]$ ぐらいでは $\psi^* \sim 90^\circ$ で、磁壁は $\{110\}$ 面にほとんど平行になることが知られる。従来の磁区構造論の結論である鉄 $90^\circ$ 磁壁の安定方位がほぼ $\{111\}$ 面にあるというのは、本理論において

$$2d = 0$$

の特別な場合になっている。これはいうまでもなく、磁区エネルギー $\phi_d$ の見落しによって生じた結果である。

### 2.2. X線トポグラフィによる実験結果との比較

軸方位 $\langle 100 \rangle$ 、表面方位 $\{100\}$ の鉄ウィスカーには無転位で $90^\circ$ 磁壁を含むものがあること、そしてその $90^\circ$ 磁壁はX線トポグラフィによって何らの機械的拘束を試料に与えず観察できることを著者ら<sup>15)</sup>は報告している。従って、鉄ウィスカーに見られる矩形磁区のX線トポグラフィ観察は、磁壁方位に関する理論の健全性を実証するのに理想に近い。

図-6 (a) は矩形磁区の $01\bar{1}$ トポグラフィ (MoK $\alpha_1$ ) で同図 (b) にその空間的形状を図示している。磁壁の安定方位 $\psi^*$ は結晶側面における矩形磁区の傾き角 $\phi$ と次の関係がある。

$$\cos \psi^* = \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \phi \tag{17}$$

この角度 $\phi$ は $01\bar{1}$ トポグラフィ上に角度 $\eta$ として記録される。簡単な幾何学的考察によって、

$$\tan \phi = \tan \eta / \cos \left( \frac{\pi}{4} - \theta_b \right) \tag{18}$$

$$\theta_b; 01\bar{1} \text{ 反射のブラッグ角 (MoK}\alpha_1 \text{ で } 10^\circ)$$

をうる。一方(100)表面の矩形磁区幅 $2d$ はトポグラフィ上の $W$ と

$$2d = W/\sqrt{2} \tag{19}$$

の関係がある。

式(17)~(19)によって $\psi^*$ と $2d$ の関係が、 $01\bar{1}$ トポグラフィの $\eta$ および $W$ の測定から得られる。その結果を図-5にO印で示し、理論曲線と比較している。測角の精度は約 $\pm 2^\circ$ である。図-5には DeBloisら<sup>6)</sup>の粉末図形法によって推定した結果を●印で示した。理論と実験結果との一致はかなりよいことがわかる。

### 2.3. 磁区Iの単位格子

格子歪が磁区Iの内部で一定であるということは磁区内の単位格子が変化しているということである。主軸座

標系  $x_i$  での格子変位を考慮することによって、矩形磁区内の単位格子のパラメーターは次のように、表わされる。

$$\left. \begin{aligned} a &= a_0 \left\{ 1 - \frac{3}{2} \lambda (1 - 3 \cos^2 \Psi) \right\} \\ b &= a_0 \left\{ 1 + \lambda \left( 1 - \frac{3}{2} \cos^2 \Psi \right) \right\} \\ c &= a_0 \left( 1 - \frac{\lambda}{2} \right) \\ \cos \alpha &= \cos \beta = -\frac{3}{2} \lambda \cdot \sin \Psi \cdot \cos \Psi \\ \cos \gamma &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

磁化ベクトル  $M_1 \parallel [010]$

この計算で  $\lambda^2$  以上の高次の項を無視した。c 軸は  $(001)$  から  $(\bar{1}\bar{1}0)$  方向へ  $\frac{3}{2} \lambda \sin \Psi$  だけ傾き、a 軸と b 軸は  $(001)$  面内でそれぞれ  $[100]$ 、 $[010]$  方向へ  $\frac{3}{2} \lambda \cdot \sqrt{2} \cos^2 \Psi$  だけ傾いている。この単位格子を図-7に図示する。晶系は三斜晶系、点群は  $\bar{1}$  となる。

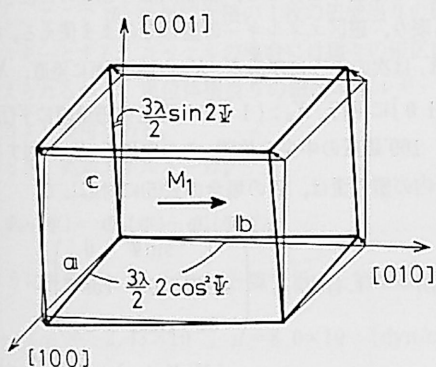


図-7 磁区 I の単位格子。三斜晶系となる。

### §3. ニッケルの109°磁壁および71°磁壁

#### 3.1. $[100]$ で囲まれたニッケル無転位結晶の X線トポグラフとその磁区構造

著者ら<sup>20)</sup>は水素-窒素混合ガスによる臭化ニッケルの還元によって種々の形態のニッケル結晶がえられることを報告した。育成条件を適切に制御すると  $[100]$  面で囲まれた板状ニッケル単結晶をえることができる。X線トポグラフ観察の結果、これらの単結晶は無転位である。

図-8 (a), (b) は厚さ  $90 [\mu\text{m}]$ 、幅  $350 [\mu\text{m}]$  の板状ニッケル結晶の  $220$  および  $11\bar{1}$  トポグラフである。結晶内部の主要な磁区 (以下主磁区と称する) は結晶表

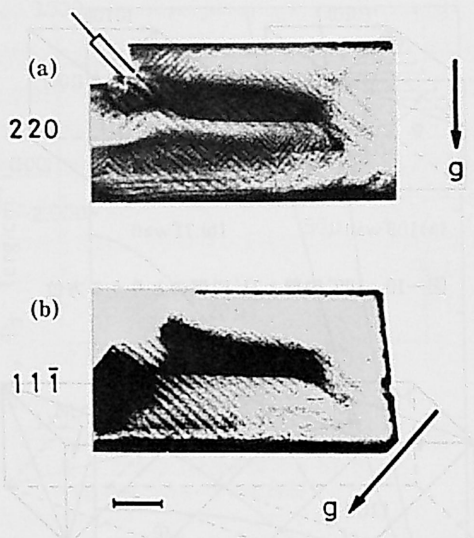


図-8 ニッケル単結晶の  $220$  トポグラフと  $11\bar{1}$  トポグラフスケールマークは  $100 [\mu\text{m}]$   $g$  は反射ベクトル

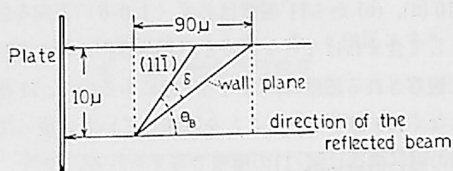


図-9  $11\bar{1}$  トポグラフ記録の幾何学的配置

面上において軸と  $45^\circ$  の方向すなわち  $\langle 110 \rangle$  方向をなし、コントラストは  $71^\circ$  または  $109^\circ$  磁壁によるものである。主磁区の間隔は約  $15 [\mu\text{m}]$  である。ニッケルの自発磁化方向は  $\langle 111 \rangle$  であるから結晶表面には還流磁区が生ずる。 $220$  トポグラフに見られるジグザグ状の小さな磁区がそれである。ここでは結晶内部の主磁区のみ注目することにしよう。主磁区の磁壁像の幅は  $11\bar{1}$  トポグラフ上で約  $10 [\mu\text{m}]$  となっている。従って図-9の幾何学的配置と式(21)より磁壁面と  $(11\bar{1})$  とのなす角は約  $4^\circ$  であることがわかる。すなわち実測の誤差範囲内で磁壁面は  $(11\bar{1})$  面に平行となっている。

$$90 [\mu\text{m}] \times \tan(\theta_n - \delta) = 10 [\mu\text{m}] \quad (21)$$

$\theta_n$ ;  $11\bar{1}$  反射のブラッグ角 ( $=10^\circ 2'$ ,  $\text{MoK}\alpha_1$ )

$\delta$ ;  $(11\bar{1})$  面からの傾き角

Néel 則を満たす  $109^\circ$  と  $71^\circ$  磁壁のとりのうの方位を示す

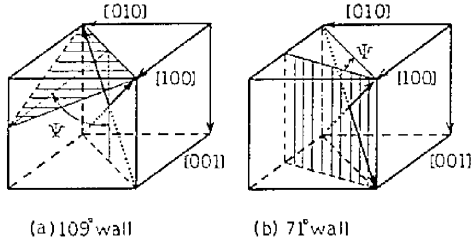


図-10 109°磁壁と71°磁壁のとりうる方位

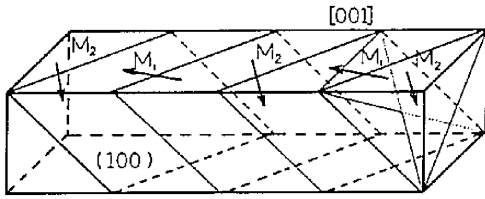


図-11  $[111]$  に平行な109°磁壁でつくられる結晶内部の磁区構造

図-10 (a), (b) から71°磁壁は必ず $\langle 100 \rangle$ 方向を回転軸として含まねばならないことがわかる。このことは図-8に観察される磁壁は、 $(11\bar{1})$ 面にあるので、71°磁壁ではなく109°磁壁であることを意味している。従って結晶内の磁区構造は図-11の模型で与えられる。

次にこのような109°磁壁の間隔  $D$  を推定する。正負の磁区が交互になった磁区構造の模型(図-11)についての静磁エネルギー  $E_{dem}$  を計算すると、前報<sup>2)</sup>式(9)より

$$E_{dem} = 1.08 \times 10^4 I^2 D \tag{22}$$

一方、磁壁によるエネルギー  $E_w$  は

$$E_w = \Phi_w \cdot L/D \tag{23}$$

磁区幅  $D$  は  $E_{dem}$  と  $E_w$  の和

$$E = E_{dem} + E_w \tag{24}$$

を極小にする様に決まる。故に、

$$\partial E / \partial D = 0$$

より、

$$D = (\Phi_w \cdot L / 1.08 \times 10^4 I^2)^{\frac{1}{2}} \tag{25}$$

をうる。

$\{100\}$ ニッケルでは  $I_s = 0.61 \text{ [Wb/m}^2\text{]}$ ,  $I = I_s \cos 35.3^\circ \approx 0.33 \text{ [Wb/m}^2\text{]}$ ,  $L = 9 \times 10^{-3} \text{ [m]}$ ,  $\Phi_w = 6 \times 10^{-3} \text{ [J/m}^2\text{]}$

だから、(25)より

$$D \approx 23 \text{ [}\mu\text{m}]$$

をうる。これは  $11\bar{1}$ トポグラフ上で

$$23 \times \cos \theta_n = 21 \text{ [}\mu\text{m}]$$

(26)

に相当し、実測値の  $15 \text{ [}\mu\text{m}]$  とほぼ一致している。

このことから図-11の磁区構造模型の正当性が認められた。

### 3.2. 109°磁壁の安定方位

この磁壁は2つの磁化ベクトルの終点を結ぶ $\langle 110 \rangle$ を軸として回転できるから、両ベクトルのつくる $\{110\}$ 面と磁壁面とのなす角度  $\psi$  でその方位を表現する(図-10)。図-12は109°磁壁の磁区エネルギー  $\Phi_d$  を計算するための磁区模型である。この図で結晶表面を $(110)$ 面にとっているのは、自由磁壁の影響を考慮しないためである。図-11の構造のように磁極が結晶表面に生ずる結晶の場合でも、結晶内部の磁壁の方位を議論する限り、磁区エネルギーの値はそのまま使える。座標系  $X_i$  は次のように決める。 $X_1$ : 磁壁面に垂直,  $X_2$ :  $[\bar{1}10]$ に平行,  $X_3$ :  $(1\bar{1}0)$ 面上の磁壁線に平行, 原点: 109°磁区の中央の位置。この座標系  $X_i$  に対する磁区 I 内の塑性歪は、鉄の場合の式(5)に対応して、

$$(\beta_{ij}^0) = -1.4182 \lambda_{111} \begin{pmatrix} 0 & \sin \psi & 0 \\ \sin \psi & 0 & \cos \psi \\ 0 & \cos \psi & 0 \end{pmatrix} \cdot \{H(X_1+a) - H(X_1-a)\} \tag{27}$$

となるから、擬転位密度テンソル  $\alpha_{kj}$  は

$$(\alpha_{kj}) = 1.4182 \lambda_{111} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\cos \psi & 0 \\ \sin \psi & 0 & \cos \psi \end{pmatrix} \cdot \{\delta(X_1+a) - \delta(X_1-a)\} \tag{28}$$

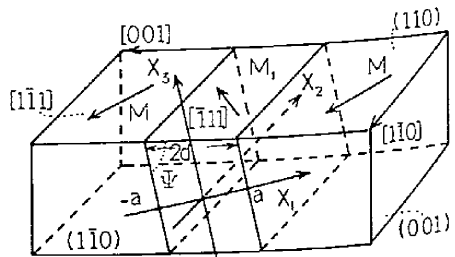


図-12 109°磁壁による弾性歪の計算のための磁区構造モデル

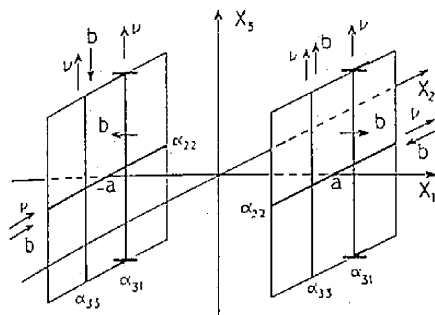


図-13 109°磁壁と等価な擬転位の連続分布  
b: バーガースベクトル, ν: 転位線ベクトル

となる。上式を図示したのが図-13である。

この擬転位分布による磁区エネルギー  $\Phi_d^*$  は

$$2\Phi_d^* = 1.900 \times 10^3 \times (2d) \cos^2 \Psi \cdot \sin \Psi \quad (29)$$

ただし、ここで  $\Phi_d^*$  は単位面積の1枚の磁壁当りの磁区エネルギーとする。ニッケルの場合には種々の磁区構造が考えられるから、単位体積当りの磁区エネルギー  $\Phi_d$  を使うより便利である。

このとき、実効エネルギーは、

$$\Phi_{\text{eff}}(\Psi) = \Phi_w(\Psi) + \Phi_d^*(\Psi, 2d) \quad (30)$$

のように表現される。式(29)の計算で用いた物性値は、

$$\lambda_{111} = -2.43 \times 10^{-5}, \quad \mu = 8.0 \times 10^{11} \text{ [dyn/cm}^2\text{]}$$

である。図-14に  $\Phi_d^*(\Psi, 2d)$  (ただし  $2a = 2d \sin \Psi$ )

および数値計算された  $\Phi_w$  を比較している。

図-12の結晶で、単位断面積の(001)面をもつ柱状結晶中に貯えられる実効エネルギー  $\Phi_{\text{eff}}$  は、

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{eff}}(\Psi) &= (\Phi_w + \Phi_d^*) / \sin \Psi \\ &= \Phi_w / \sin \Psi + 9.5013 \times 10^2 \times (2d) \cos^2 \Psi \quad (31) \end{aligned}$$

安定方位  $\Psi^*$  を上式の極小条件より求めた結果を図-15に示す。傾向 ( $\Psi = 2d$ ) は鉄の90°磁壁の場合と同様であるが、この場合  $2d = 0$  で  $\Psi^* \approx 81^\circ$  から出発して徐々に90°に漸近している。

前節3.1.で観察した図-11の磁区構造をみてみよう。

この場合の幾何学因子は  $1/\cos \Psi$  となるので、

$$\Phi_{\text{eff}} = \Phi_w / \cos \Psi + 9.5013 \times 10^2 \times (2d) \cos^2 \Psi \quad (32)$$

上式から求めた安定方位  $\Psi^*$  を  $2d$  に対して図示したの

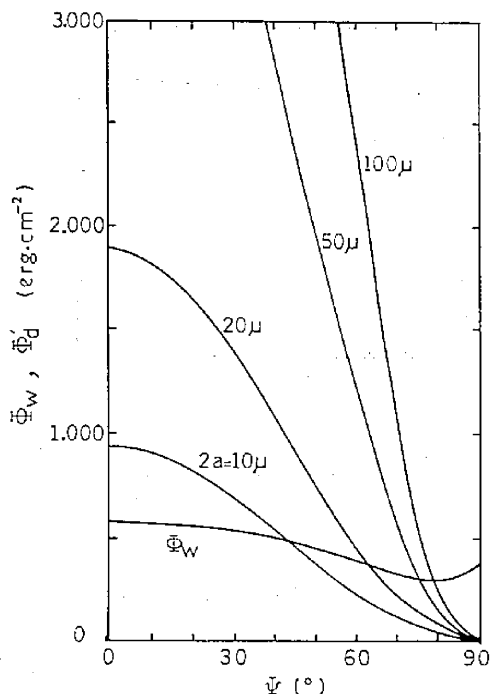


図-14 109°磁壁エネルギー  $\Phi_w$  と磁区エネルギー  $\Phi_d^*$  の磁壁方位依存

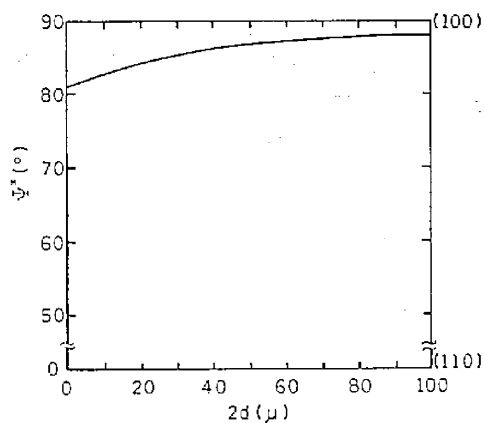
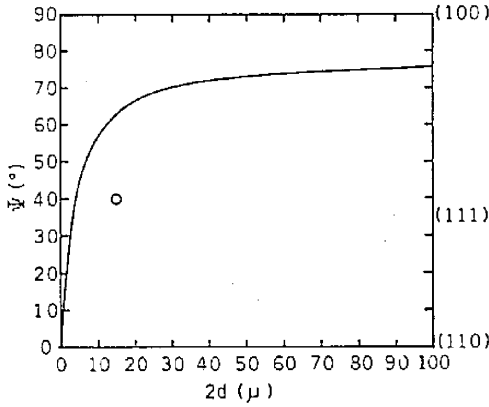


図-15 109°磁壁の安定方位  $\Psi^*$  と磁区の大きさ  $2d$  との関係曲線

が図-16である。 $2d = 0$  のとき  $\Psi^* = 0$  からかなり急速に  $\Psi^*$  は増加して90°に漸近する。X線トポグラフによる実測結果は○印で図示されている。

従来の理論では  $2d$  の値のいかんにかかわらず  $\Psi^* = 0$  すなわち(110)面であるが、ここで提案された考え



図一16 109°磁壁の安定方位  $\psi^*$  と磁区の大きさ  $2d$  との関係曲線,  $\circ$ 印はX線トポグラフィ観察よりえられた実測値

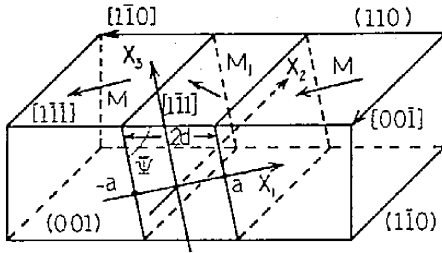
方によると,  $\psi^* \approx 63^\circ$  になる。実測値  $\psi^* \approx 40^\circ$  は理論値より小さくなる傾向がある。磁区の大きさ  $2d$  が小さいときは  $90^\circ$  磁壁の場合 (図-5) も理論と実験結果にはずれがみられた。この原因は結晶の弾性異方性に起因している。

3.3. 71°磁壁の安定方位

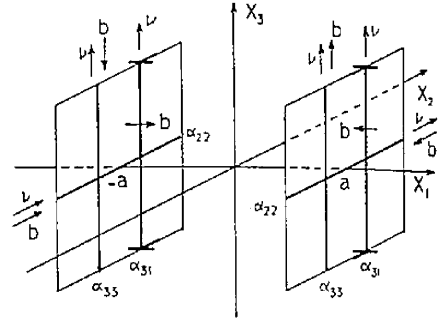
71°磁壁は図-10に示すように  $\langle 100 \rangle$  を軸として回転できる。その方位は2つの磁化ベクトルのつくる面  $\{110\}$  と磁壁とのなす角  $\psi$  で表わす。その磁区構造の模型と座標系を図-17に示す。この場合の擬転位密度テンソル  $\alpha_{ij}$  は109°磁壁の場合と同様な取扱いによって、

$$(\alpha_{ij}) = 1.4182\lambda_{111} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\psi & 0 \\ \sin\psi & 0 & -\cos\psi \end{pmatrix} \quad (33)$$

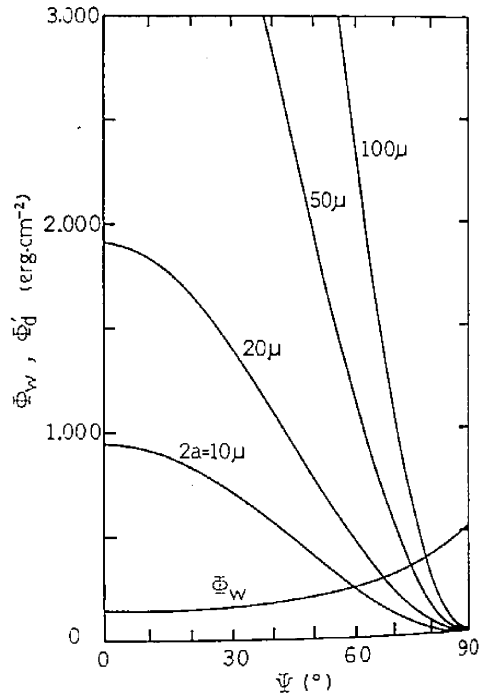
$\{\delta(X_1+a) - \delta(X_1-a)\}$



図一17 71°磁壁による弾性歪の計算のための磁区構造モデル



図一18 71°磁壁と等価な擬転位の連続分布

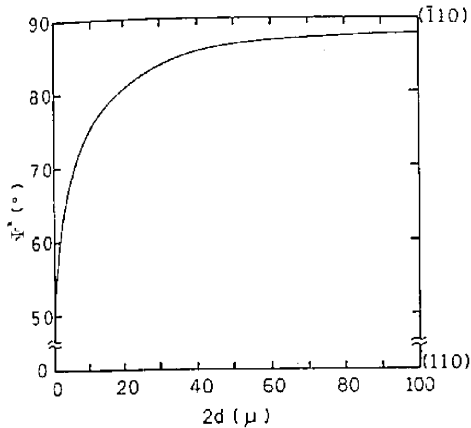


図一19 71°磁壁エネルギー  $\Phi_w$  と磁区エネルギー  $\Phi_d$  と磁壁方位依存

となる。上式を図-18にえがいている。109°磁壁の擬転位分布モデルと比較すると、刃状成分 ( $\alpha_{31}$ ) の符号のみ逆になっていて、他のらせん成分 ( $\alpha_{11}, \alpha_{33}$ ) は同じであることがわかる。磁区エネルギー  $\Phi_d$  は、従って、109°磁壁のそれと同じになり、式(28)で与えられる。71°磁壁の  $\Phi_w$  と  $\Phi_d$  との比較を図-19に示す。図-17の磁区構造の実効エネルギー  $\Phi_{eff}$  は、

$$\Phi_{eff} = \Phi_w / \sin\psi + 9.5013 \times 10^2 (2d) \cos^2\psi \quad (34)$$





図一20 71°磁壁の安定方位  $\psi^*$  と磁区の大きさ  $2d$  との関係曲線

で与えられる。上式から71°磁壁の安定方位  $\psi^*$  と磁区の大きさ  $2d$  との関係求めたものが図一20である。 $2d = 0$  のとき  $\psi^* \approx 50^\circ$  から  $90^\circ$  へ漸近する。いうまでもなく従来の磁区構造論では  $\psi^* \approx 50^\circ$  で  $2d$  の値の大きさにかかわらず一定となる。

#### §4. 結論

前報<sup>2)</sup>において、磁壁の安定方位に関する従来の磁区構造論には磁壁方位に依存する重要なエネルギー因子が見落されていることを指摘し、結晶内の磁区構造を説明できる考え方とその計算法を述べた。本論文において、その基本的考え方を鉄90°磁壁、ニッケル109°および71°磁壁に適用して従来の理論との違いを具体的に明らかにした。この理論的結果を鉄ウィスカー、ニッケル板状結晶のX線トポグラフ観察からえた実測結果と比較することによって理論の健全性を実証した。

なおこの考え方は他の強磁性磁壁や電垂を有する強誘電体の分域壁にも応用することができる。また擬転位分布に磁壁を置換する方法は、磁化過程に格子欠陥の及ぼす影響を議論する際にも有効である。

#### 謝 辞

擬転位分布論について有益なご教示をいただきました東工大総合理工研の森勉教授に感謝の意を表します。森教授との議論がなかったならば、本報告はもとより、磁区構造論に関して他に発表された研究も実を結ばなかったであろう。

図の仕上げはすべて物理教室城井英樹技官の手になるものである。

#### 参考文献

- 1) L. Néel; Cahiers Phys. 25 (1944) 1.
- 2) 近浦吉則; 九州工業大学研究報告 (工学) 第39号, (昭和54年), p. 213.
- 3) L. Spacek; Ann. Phys. 7 (1960) 217.
- 4) Y. Chikaura and S. Nagakura; Jpn. J. Appl. Phys. 11 (1972) 158.
- 5) Y. Chikaura and S. Nagakura; Acta Cryst. A28 (1972) 235.
- 6) R. W. DeBlois and C. D. Graham, Jr.; J. Appl. Phys. 29 (1959) 931.
- 7) Y. Chikaura, H. Fukumori and S. Nagakura; Jpn. J. Appl. Phys. 11 (1972) 1582.
- 8) Y. Chikaura, M. Tomimatsu and S. Nagakura; J. Cryst. Growth 24/25 (1974) 334.
- 9) 森勉, 近浦吉則; 日本金属学会1977年秋期講演会予稿集 (広島).