HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	電着パーマロイ薄膜の磁区構造
Author(s)	前田, 正雄; 武笠, 幸一
Citation	北海道大學工學部研究報告, 38, 65-79
Issue Date	1965-09-02
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/40768
Type	departmental bulletin paper
File Information	38_65-80.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

電着パーマロイ薄膜の磁区構造

前田正雄
武笠幸一
電子工学科固体電子工学講座

Magnetic Domain Structures in the Electrodeposited Nickel-Iron Films

Masao MAEDA
Koichi MUKASA

Abstract

The domain observation of evaporated ferromagnetic films has been reported by many authors, but very little work has been done on the domain structures of electrodeposited thin films. It is the main purpose of present paper to report the Bitter patterns obtained in the electrodeposited nickel-iron films. In addition to the domain pattern observation, chemical compositions and the results of electron diffraction and electronmicroscopic observations of films are described briefly.

The magnetic properties, particularly the uniaxial anisotropy, of the films are determined mainly due to the polishing direction of substrate and the chemical compositions, and the rolling directions of substrate and the magnetic field strength in which the electrodepositions are carried out have no significant effects.

The films obtained have fairly defined orientation in which {111} planes are nearly parallel to the film surface.

Magnetic domain patterns observed are nearly the same as those observed in evaporated films and correspond to those predicted by the theories. In so far as the domain structures are concerned, there were no remarkable differencies between evaporated and electrodeposited films.

目　　次

1. 緒　　論 …… 66
2. 薄膜の磁区構造理論 …… 67
　2·1 薄膜の磁区構造に関する従来の研究 …… 67
　2·2 磁区構造に関する理論 …… 67
3. 電着薄膜に関する研究 …… 72
　3·1 実験方法 …… 72
　3·2 薄膜の組成と構造 …… 73
　3·3 磁区構造の観察と考察 …… 74
4. 結　　論 …… 78

1. 緒　　論[1)~5)]

強磁性薄膜は実用的にも理論的にも興味ある研究対象である。実用的には薄膜は電子計算機の超高速度の記憶素子あるいは論理演算用 switching 素子として現在注目されてきている。それは薄膜が角形ヒステリシス特性，すなわち図1で微分透磁率 (a の勾配) が大で飽和透磁率 (b の勾配) が小であるという特性を持つためで，これを利用すれば2進情報 "1", "0" を2つのエネルギー安定状態 A, B に対応させることが出来る。現在の信頼性の高い計算機はフェライトコアの出現によって可能となったが，フェライトコアの switching speed 1 μsec は薄膜の 3～10 mμsec に劣る。この理由は薄膜では膜厚方向の反磁場が大きいため磁化が面内に拘束され磁化が反転する際，ジャイロ効果が制限されるためで，それで反転が速くなるのである (形状異方性)。また駆動電力を小にするためにはヒステリシスループの囲む面積が小さいことが要求され，これは磁化が一定であるとすれば抗磁力 H_C の大小で決る。要するに記憶素子としては speed-power product S_w が問題となる[6)]。その他，薄膜の特長としては薄いため通常の動作速度ではうず電流損は問題にしないですむし，形状が小型のため大量製作に適している。

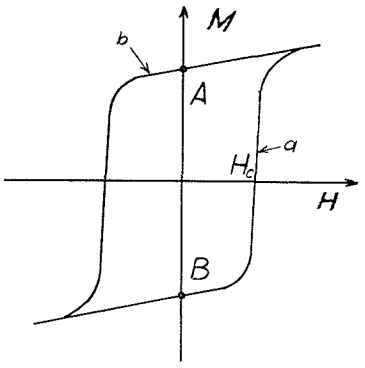


図 1　強磁性薄膜の磁気履歴曲線

さらに薄膜の重要な特性として，適当な処理を施すことにより一軸的な磁気異方性を付与することが出来，従って容易軸方向のヒステリシスカーブは上に述べた様なすぐれた角形を示し，困難軸方向では損失の少ない直線となる。

これらの点からすぐれた特性を有するパーマロイ薄膜が注目され，従来多数の研究が行なわれてきた。

強磁性薄膜の興味ある話題としては，第1に自発磁化の問題，第2に磁区構造の問題，第3に磁化機構の問題がある。強磁性薄膜に適当な処理を施すと膜全体としては磁化容易軸をもつが局部的にはばらつきがあり，このばらつきは磁区構造に影響を及ぼし，ひいては磁化反転機構に対しても問題となる。

本報告はこのうち特に磁区構造に関する部分を主として述べたものである。磁区構造のみならず磁性薄膜の研究は従来主として蒸着法によって作られたものが対象として取り上げられてきた。電着薄膜は多少蒸着薄膜とは異った特性を有し，欠点とも長所ともなっている。このような差異の原因を明らかにする為，電着パーマロイ薄膜について磁区構造の解明を主として研究を行なった。

電着薄膜の磁区構造に関する報告は極めて少ない[7)~9)]。本報では電着パーマロイ薄膜の磁区構造について，電着条件を変えて観察した結果を報告する。

2. 薄膜の磁区構造理論

2·1 薄膜の磁区構造に関する従来の研究[2),5)]

磁区構造についての理論的考察には Kittel[10)] や Néel[11)] 等の研究がある。Kittel は容易軸方向が膜面に垂直のとき，膜を薄くするにつれてどの様な磁区構造がエネルギー的に安定かを考察し，薄くなると Co の場合膜厚 3×10^{-5} cm を境に還流磁区から単磁区構造に変わることを示した。又 Néel は異方性が膜面に垂直でない場合でも薄くなると磁区構造が変化し得ること，即ち膜厚が厚いところでは磁壁のスピンが磁壁内で回転する Bloch 磁壁であるが，薄い膜になると磁壁の部分の反磁場が大となり磁壁上下にあらわれる磁極による静磁エネルギーが増すためスピンは膜面内で回転する Néel 磁壁となることを示した。また Néel は二重磁壁の実現すべきことも論じている。

実験的には広範囲の組成を持つ蒸着合金膜について最初 Williams, Sherwood[12)] の Bitter 模様の観察があり，bulk のものと異なり薄膜独特の興味ある磁区構造が観察され，特に二重磁壁が実際に見られた。さらに Huber, Smith, Goodenough[13)] らは新らしい型の磁壁，枕木磁壁 (Cross-Tie Wall) を見出した。以来蒸着パーマロイ薄膜の磁区構造について多数の報告がなされている。

2·2 磁区構造に関する理論

この節では膜厚による磁区構造の変化を，前節で述べた Néel の考えをもととした Middelhoek[14)] の理論に従って述べよう。

磁化方向を異にする磁区間ではスピンは急激にその方向を変えるよりは徐々に変える方がエネルギー的に安定である。これはスピンが方向を変えるのにある有限の厚さが必要であるということで，これが磁壁である。その厚さや磁壁の種類は，両側の磁区の磁化の方向，交換力，異方性，結晶表面にあらわれる磁極，欠陥，試料の形状等できまる[15)]。

そこで一軸異方性をもつ，図 2 の様な楕円断面をもつ 180° 磁壁を考え，磁壁エネルギーを計算する。考えるべきエネルギーは，交換エネルギー，異方性エネルギー，静磁エネルギーで，

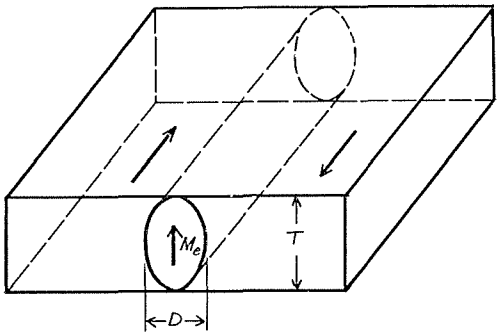


図 2 a Bloch 磁壁の楕円柱による近似

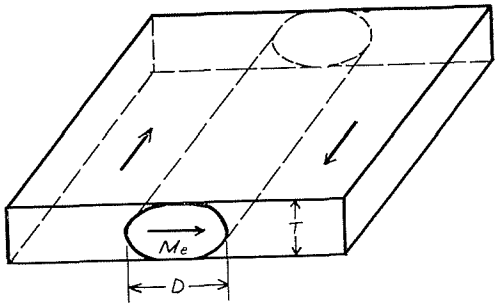


図 2 b Néel 磁壁の楕円柱による近似

この和が最小となる条件より磁壁の構造がきまる。ここで注意すべきことは，薄膜では bulk に比して磁極間の距離が近いため静磁エネルギーがその構造の決定に大きな役割を演ずる点である。

(a) Bloch 磁壁

単位面積当りの磁壁エネルギー E_B は

$$E_B = E_{ex}+E_a+E_s \tag{1}$$

で表わされる。但し E_{ex}, E_a, E_s はそれぞれ磁壁の単位面積当りの交換，異方性，静磁エネルギーである。磁壁内でスピンの方向が徐々に変化するのは，その変化が多くの原子層にわたって分布している方がエネルギー的に安定であるからである。スピン $\boldsymbol{S}_i$, $\boldsymbol{S}_j$ をもつ原子 i, j 間の相互作用エネルギー[16]は

$$e_{ex} = -2J\boldsymbol{S}_i\cdot\boldsymbol{S}_j = -2J|\boldsymbol{S}_i||\boldsymbol{S}_j|\cos\theta$$

ここで J は交換積分である。スピンのなす角 θ が小さいとして，$\cos\theta$ を展開し，常数項を無視して2項目のみをとれば

$$e'_{ex} \simeq JS^2\theta^2 \tag{2}$$

一方壁の厚さを D とすれば一原子間隔毎にスピンが等角度で向きを変えるとして磁壁内のスピンが，薄膜表面の法線とのなす角 ϕ は

$$\phi = \pi\frac{x}{D} \quad (-D/2\leq x\leq D/2)$$

従って(2)式は

$$e'_{ex} \simeq JS^2a^2\left(\frac{d\phi}{dx}\right)^2 = JS^2a^2\left(\frac{\pi}{D}\right)^2$$

故に磁壁単位面積当りの交換エネルギーは

$$E_{ex} = JS^2a^2\left(\frac{\pi}{D}\right)^2\cdot\frac{D}{a^3} = A\left(\frac{\pi}{D}\right)^2\cdot D \tag{3}$$

となる。但し a は格子定数である。

(3)式で交換エネルギーが厚さに逆比例するからこれだけであると磁壁がどんどん拡がってしまう。これを制限するのが異方性エネルギーである。

異方性エネルギーは

$$E_a = \int_{-D/2}^{D/2} K_1\cos^2\phi dx = \frac{K_1}{2}\cdot D \tag{4}$$

但し K_1 は異方性定数である。

また静磁エネルギーは次式で表わされる。

$$E_s = -\int\frac{1}{2}H_mM_edV$$

ここで M_e は膜面に垂直な磁化の実効的値で，楕円柱の反磁場 $H_{m\perp}$ は

$$H_{m\perp} = -N_\perp M_e = -\frac{D}{T+D} 4\pi M_e$$

であるから

$$E_s = \frac{D}{T+D} 2\pi M_e^2 \cdot D \tag{5}$$

一方 M_S を飽和磁化とすると面に垂直な磁化成分は $M_S \cos\theta$ となり薄い膜の場合，すなわち $T \ll D$ であれば

$$E_s = \int_{-D/2}^{D/2} 2\pi M_S^2 \cos^2 \frac{\pi x}{D} dx = \pi M_S^2 \cdot D \tag{6}$$

(5), (6) 式は $T \ll D$ に対して等しいから

$$M_e = M_S/\sqrt{2}\ .$$

従って

$$E_s = \frac{\pi D}{T+D} M_S^2 \cdot D \tag{7}$$

故に Bloch 磁壁のエネルギーは

$$E_B = A\left(\frac{\pi}{D}\right)^2 \cdot D + \frac{K_1}{2} \times D + \frac{\pi D}{T+D} M_S^2 \cdot D \tag{8}$$

磁壁の厚さ D はエネルギー最小の条件より求まる。パーマロイの値 $A = 10^{-6}$ erg/cm^3, $K_1 = 10^3$ erg/cm^3, $M_S = 800$ gauss を用いて膜厚についてこれらの値をプロットすると図 3, 4 の様になる。

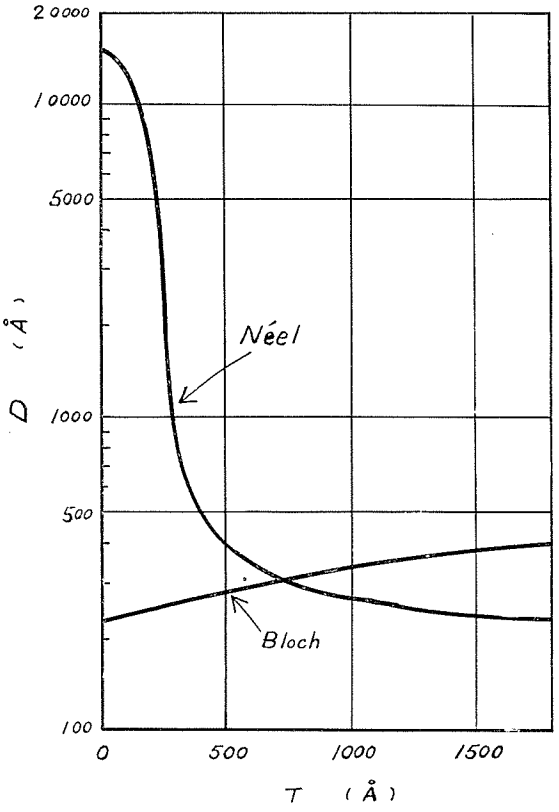


図 3 磁壁の厚さと膜厚との関係

上記の結果を用いて厚い膜 ($T \gg D$) では静磁エネルギーが無視出来て

$$D = \sqrt{2}\,\pi\left(\frac{A}{K_1}\right)^{1/2}$$

$$E_B = \sqrt{2}\,\pi (AK_1)^{1/2}\ .$$

薄い膜 ($T \ll D$) では $K_1 \ll 2\pi M_S^2$ とすれば異方性エネルギーが無視出来て

$$D = \sqrt{2}\,\pi\left(\frac{A}{2\pi M_S^2}\right)^{1/2}$$

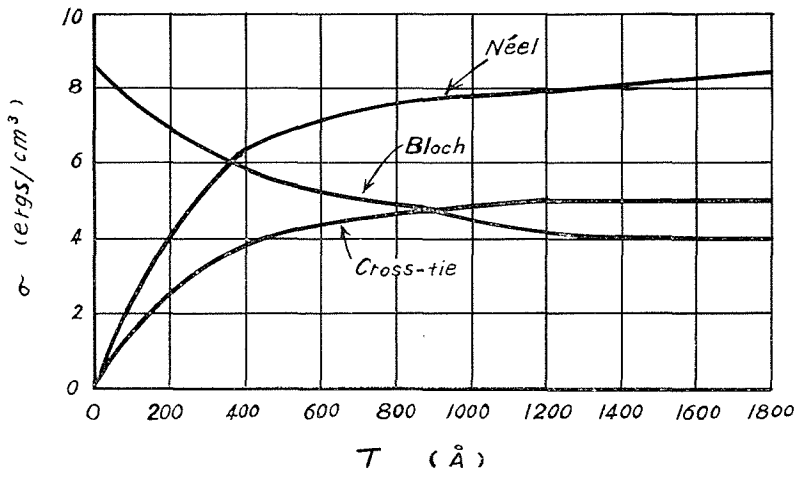


図 4　各種磁壁のエネルギーと膜厚との関係

$$E_B = \sqrt{2}\,\pi\,(2\pi A M_S^2)^{1/2}$$

となる。

(b) Néel 磁壁

非常に薄い膜に対しては膜厚方向の反磁場が大となるのでスピンは膜面内に拘束される。これが Néel 磁壁である。

ϕ を磁化と膜面内で磁壁に垂直な方向とのなす角とすれば，E_{ex}, E_a は Bloch 磁壁と同じ形になり，また長軸が膜面内にある楕円柱を仮定すれば長軸方向の反磁場係数は

$$N_{//} = \frac{T}{D+T}\,4\pi$$

となり，磁壁エネルギーは

$$E_N = A\left(\frac{\pi}{D}\right)^2 \cdot D + \frac{K_1}{2}\cdot D + \frac{\pi T}{T+D}\,M_S^2 \cdot D$$

となる。

実現すべき E_N, D の値を Bloch 磁壁と比較してプロットすると図 3, 4 の通りである。これから膜厚 350 Å を境として Bloch から Néel へ変わることがわかる。

厚い膜に対しては異方性エネルギーが無視出来て

$$D = \sqrt{2}\,\pi\left(\frac{A}{2\pi M_S^2}\right)^{1/2}$$

$$E_N = \sqrt{2}\,\pi\,(2\pi A M_S^2)^{1/2}$$

薄い膜に対しては静磁エネルギーが無視出来

$$D = \sqrt{2}\,\pi\left(\frac{A}{K_1}\right)^{1/2}$$

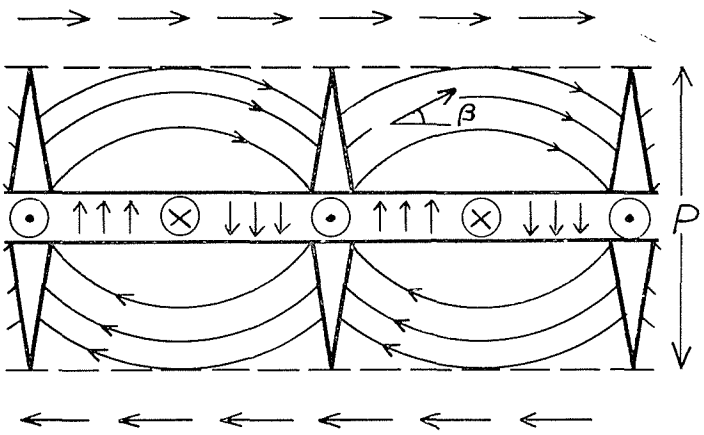


図 5 枕木磁壁の模型

$$E_N = \sqrt{2}\,\pi (AK_1)^{1/2}$$

となる。

(c) 枕木磁壁

観察された枕木磁壁に対して図5の様なモデルが考えられた[22]。磁壁表面あるいは膜面で磁極が交互にあると静磁エネルギーが減少する。従ってスピンの回転方向が右まわりの部分と左まわりの部分との境界ではスピンは徐々にその向きをかえ磁壁の垂直部分があらわれることになる。

上のモデルについて，p を Bloch line の長さ，β を枕木間の平均の磁化方向とすると，1つの枕木間の主磁壁のエネルギーは $Dpe_N(180°)\cdot(1-\sin\beta)^2$，枕木のエネルギーは $Dpe_N(180°)\times(1-\cos\beta)^2$，異方性エネルギーは $Dp^2K_1\sin^2\beta$ となる。但し $e_N(180°)$ は 180° Néel 磁壁のエネルギー密度である。また静磁エネルギーを考えると全エネルギーは

$$E_{C.T} = e_N(1-\sin\beta)^2 + e_N(1-\cos\beta)^2 + pK_1\sin^2\beta + pe_\beta\sin^2\left(\beta-\frac{\pi}{8}\right) + \pi DM_S^2\sin^2\beta$$

となる。$(\partial E/\partial p)_\beta=0$, $(\partial E/\partial\beta)_p=0$ の条件より，還流の磁束は枕木間で同心円的に分布していると仮定すれば

$$p \simeq \frac{1.6}{K_1}\left[e_N(180°)-2DM_S^2\right]$$

$$E_{C.T} \simeq 0.6\,e_N(180°)$$

となる。$E_{C.T}$ を前と同じ値についてプロットすると図4の様になる。

これより 900 Å 以下で枕木磁壁が出来，それ以上では Bloch 磁壁が出来ることがわかる。Néel 磁壁は出来ないことになる。このことは蒸着膜についての実験結果と一致しない。その不一致は Néel 磁壁部分間の Bloch line を無視したことにその原因がある。

3. 電着薄膜に関する研究

3·1 実験方法

薄膜の電着基板としては市販の銅板を酸化クロムで圧延方向と垂直に注意深くラシャ上で機械的に研磨し，水酸化ナトリウム溶液 (50%) で電解脱脂を行ない，エチルアルコールで洗滌を行なったものを用いた。

電着液は下記の3種類を用いた。

	B 1 液	B 2 液	C 液
$NiSO_4 \cdot 6H_2O$	140 (g/ℓ)	140	140
$FeSO_4 \cdot 7H_2O$	6～22	6	10
H_3BO_3	15	15	15
NH_4Cl	15	16	16
Saccharin	5	5	5

アノードとしてパーマロイ板またはニッケル板を用い，電流密度はすべて 25 mA/cm² で，液温は B1 液と B2 液では一定 (20～35°C) に保ち，C 液では室温とした。

電着膜の組成は比色法によって調べた。その操作は次の通りである。(1+4) 酢酸約 10 cc に1晩電着されたパーマロイ薄膜をひたしておくことによって，銅基板上のパーマロイのみを溶解した。この場合，あまり酢酸の中に長時間つけておくと銅も溶解しだすので注意を要する。次に分析手順を簡単に記す。

鉄の分析：(O-フェナスロリン法) 試料溶液を正確にピペットで 25 cc メスフラスコに分取し硫酸 (1+15) で pH を2以下にしておく。10% 塩酸ヒドロオキシアミン溶液 1 cc を加えて第二鉄イオンに還元し，O-フェナスロリン (0.5% 溶液) 1 cc を添加して，25% クエン酸ナトリウム溶液を 1～3 cc 加えて十分に発色 (赤) させる。標線まで希釈してから波長 510 mμ であらかじめ作成してある検量線より鉄の量を決定する。

ニッケルの分析：(ヂメチルグリオキシム法) 試料溶液を正確にピペットで 50 cc メスフラスコに分取し，飽和臭素水 2～3 cc を加えてニッケルを酸化する。濃アンモニア水 (1+1) を臭素の色が消える程度入れ，さらに 1 cc ほど過剰に加えて pH 8～10 くらいにしておく。ヂメチルグリオキシムのアルコール溶液 (ヂメチルグリオキシム 1 g を 100 cc のエチルアルコールにとかす) を 1 cc 加えると発色 (Ni の量が多いと血のような色) する。よくふってから水で標線まで希釈し，波長 450 mμ で測定する。

注意すべきことは，検量線の直線部分を使用するように試料溶液を分取する量を決定することである。なお測定波長感度は，ある帯を持っているので必ずしも指定されたフィルターを使用する必要はない。

磁区図形観察の方法は Bitter[17] 法によった。強磁性体が磁区の集まりからなるならば，強磁性体の表面に細かい磁性紛をふりまくことにより磁区構造が磁性紛 (マグネタイト) の紛末

模様として観察される筈である。

普通用いられているマグネタイト (Fe_3O_4) の膠質懸濁液の製法は，Elmore[18] の方法がもととなっているが著者らはそれを改良した Williams, Bozorth および Shockley の方法[19] に従った。すなわち，塩化第1鉄 ($FeCl_2 \cdot 4H_2O$) 2 g と塩化第2鉄 ($FeCl_3 \cdot 6H_2O$) 5.4 g を蒸溜水 300 cc に溶かし，液温を 30～40°C に保ちカセイソーダ 5 g/50 cc 溶液を一様にかくはんしながら滴下するとマグネタイトの沈澱が出来る。沈澱が沈降したら上澄液を捨てる。これを 4～5 回操返してからろ過し，洗浄し，石けん水を加える。なお著者らの実験では次の点を工夫することにより細かいマグネタイト粒子が得られた。カセイソーダを加えるときの液温が低い方 (15～30°C) がよく，またろ過は始め mesh の粗いろ紙を用いた後，mesh の細かいろ紙を用い細かい粒子が得られた。また石けんは市販のシャンプーを適当量加えた。

電着膜に対する交流消磁及び膜面に平行な直流磁場はケイソ鋼板を磁心とする小型の電磁石を用いた。これは 450 Oe 迄連続的に可変で反射型金属顕微鏡にはめ込むため，試料の 360° 回転が可能である。

3·2 薄膜の組成と構造

前節の条件で電着した膜組成は化学分析の結果 B 1 液及び B 2 液ではほぼ 85 Ni–15 Fe, C 液では 75 Ni–25 Fe であった。しかし後者では成分についてばらつきが大きかった。電着液中の Fe^{++} の濃度を変化させた場合の化学分析の結果の一例を図 6 に示した。膜の内いくつかは磁場中で電着を行なったが一軸異方性に対してその効果は，はっきり表われなかった。ただし以下に示す膜厚は電気分解に関するファラデーの法則からの計算値である。

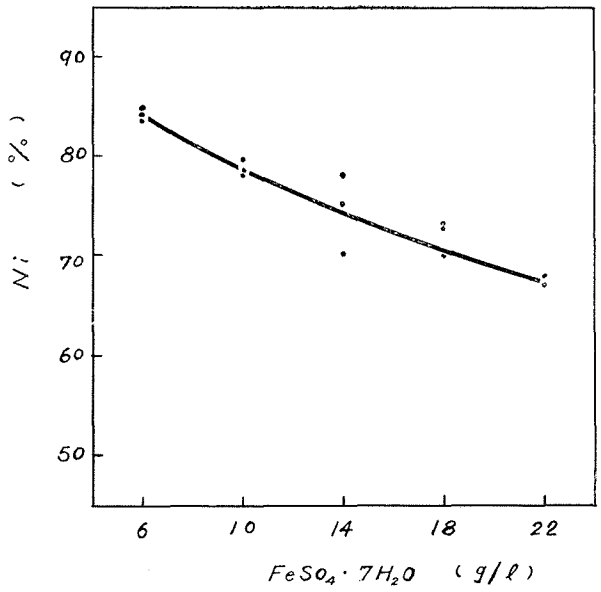


図 6 電着液中の Fe^{++} 濃度と薄膜の組成
電流密度：25 mA/cm², 膜厚：3000 Å, 電着液：B 1, 2 液

また電着膜の電子回折および電子顕微鏡観察の結果を図7，図8に示した。図7によると，上述の条件で得られる薄膜はかなり明瞭な方位配列を示し，膜面はほぼ{111}面であり，<111>方向は膜面に垂直な方向から30°程度の範囲に分布していることがわかる。このような方位配列と一軸異方性との間の関係については今後なお検討を要する。図8に示す如く，電着膜は非常に一様に付着するが，基板の研磨溝の影響がかなり厚い場合にも見られ，これがまた磁気的特性に対しても大きな影響を持ち，たとえば磁場中電着の場合，磁場の影響は蒸着薄膜の場合程顕著ではなかった[20]。磁化容易軸の方向は主として研磨方向と，磁歪定数の正負によって決定されるように思われる。

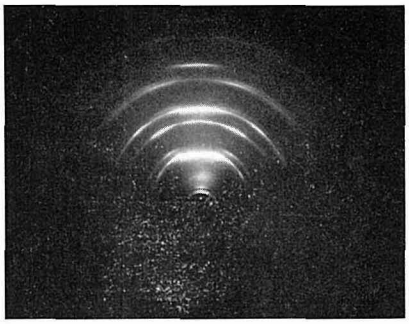


図7 電着パーマロイ薄膜の電子回折像
各回折環の一定方向に特異な線のボヤケが観察されるが，これは薄膜の磁気異方性の影響と考えられる C液，4000 Å

図8 パーマロイ電着薄膜の電子顕微鏡写真の一例 C液，3000 Å
素地の研磨溝の影響が見える

3·3 磁区構造の観察と考察

膜厚300～7000 Åについて実験を行ない，種々の磁区構造が観察された。以下に得られた典型的な各種磁区構造を示し考察する。

図9～14はBloch磁壁で，膜厚はいずれも7000 Åである。図9は普通bulkに見られるのと同様の180°磁壁であり磁壁は研磨方向とほぼ垂直にのびている。電着はB1液を用い22°Cに保ち1000 Oeの磁場中で行なった。図10は90°磁壁で，500 Oeの

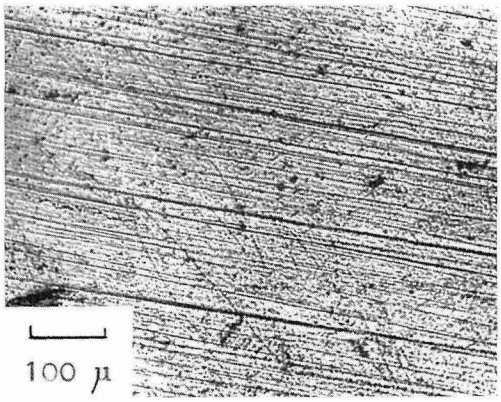


図9 楔型 Bloch 磁壁
膜の端から磁化反転に伴って生長したもの
電着液：B1液，膜厚：7000 Å

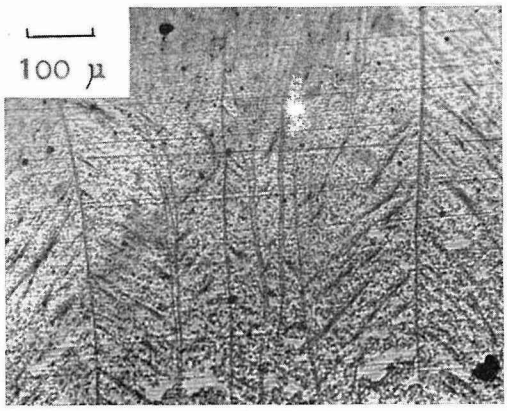


図10 90°磁壁 Bloch-type
電着液：B1液，膜厚：7000 Å

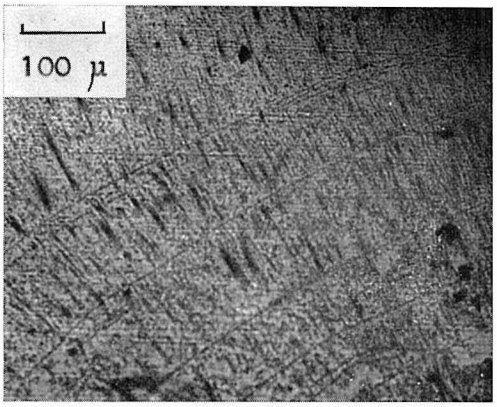


図 11 薄膜の角の部分に生じた弧状磁壁
180° 磁壁 Bloch-type
電着液：C 液，膜厚：7000 Å

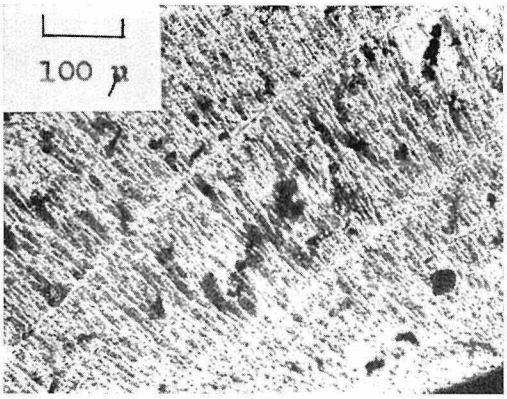


図 12 薄膜の角に見られる弧状磁壁
電着液：C 液，膜厚：7000 Å

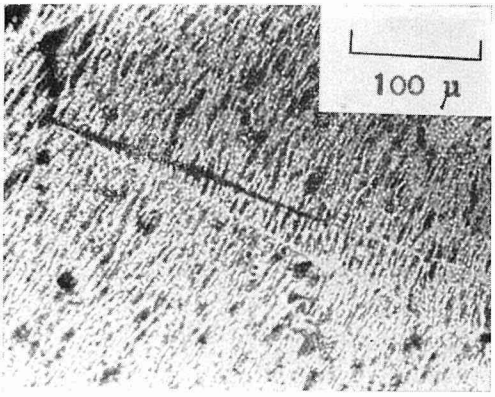


図 13 真直に生長した楔型磁区
電着液：C 液，膜厚：7700 Å

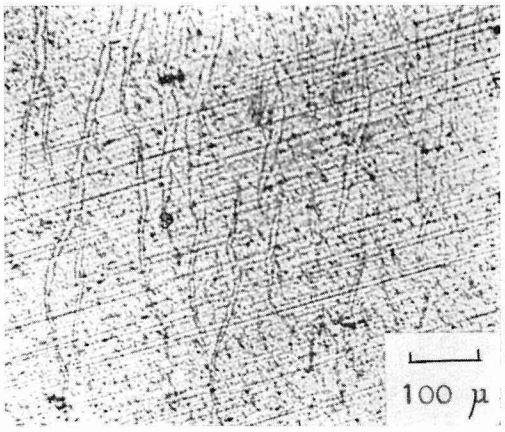


図 14 不均一磁化回転により生じた
迷路磁区
電着液：B 1 液，膜厚：7000Å

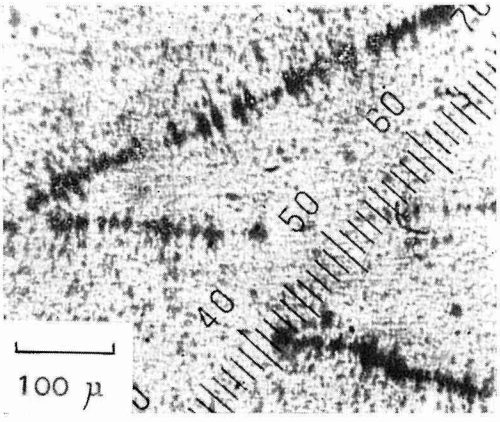


図 15 枕 木 磁 壁
電着液：C 液，膜厚：1200 Å

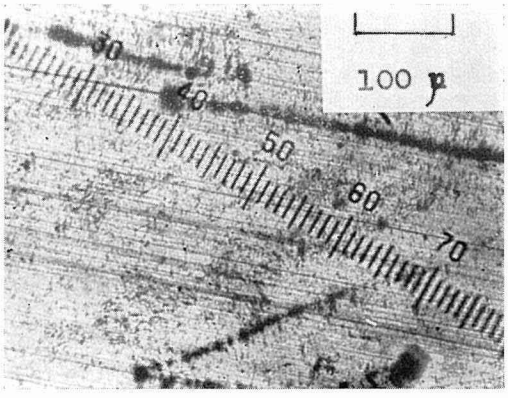


図 16 磁場による枕木磁壁の移動を示す
電着液：C 液，膜厚：1300 Å

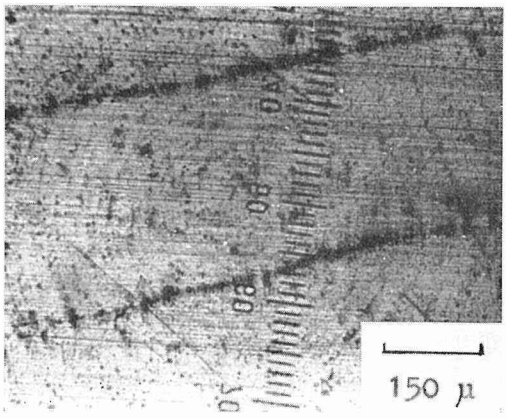


図 17 同心円状の Striation を伴う平行な枕木磁壁
電着液：C 液，膜厚：1300 Å

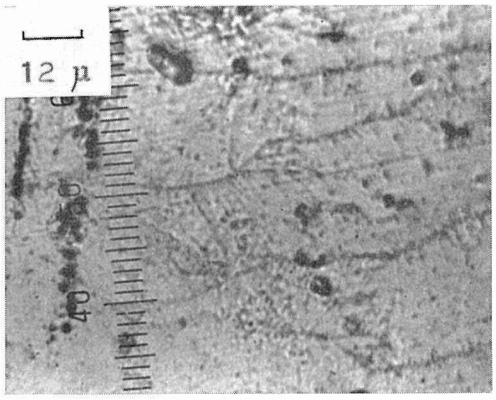


図 18 大きな異方性分散の存在を示す ripple
電着液：B 2 液，膜厚：450 Å

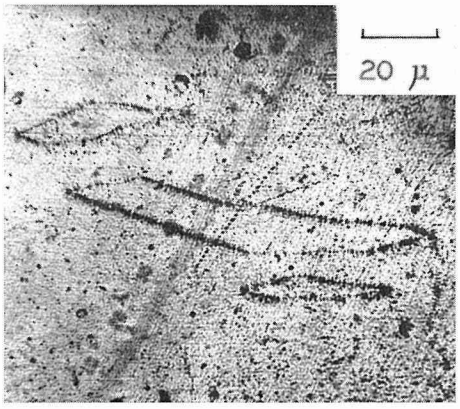


図 19 枕木磁壁に囲まれた rhomboid 型磁区
電着液：B 2 液，膜厚：1000 Å

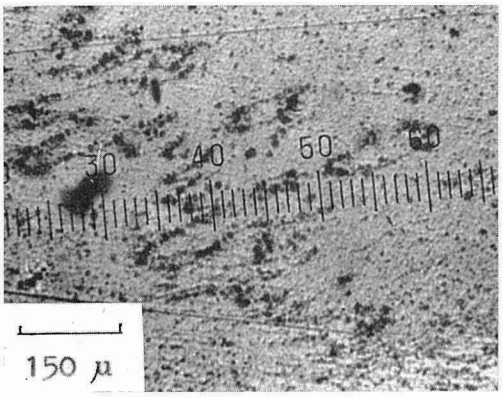
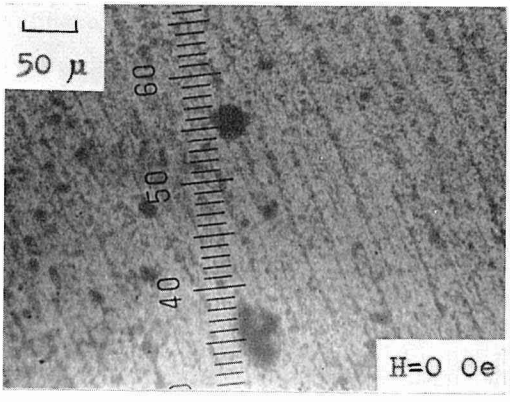


図 20 微少な島状磁区
電着液：B 2 液，膜厚：400 Å



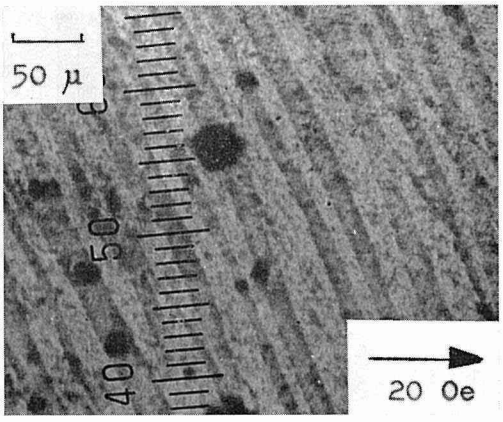


図 21 明暗のコントラストを示す特殊磁区
電着液：B 2 液，膜厚：2000 Å

磁場中で22℃のB1液で電着した結果得られた。図11，図12は試料の角に表われた弧状の興味ある磁区である。50℃のC液で得られた。図11では磁壁は二重になっていて，恐らく細い楔型磁壁が弧状に発達したものと思われる。図13は長く伸びたくさび状の磁化反転の芽である。50℃のC液で得られた7700 Åの膜である。

蒸着膜において Smith[21] らによって観察されている Labyrinth 磁壁が，消磁後の膜厚250～2500 Åの領域にわたってしばしば見られた。これは不均一磁化回転を示し，磁化反転に必要な磁場の閾値に局部的不均一があるために生じたものである。図14に22℃のB1液を用い1000 Oeの磁場中で電着した7000 Åの薄膜についてこの種の実例を示す。

図15～19に枕木磁壁を示した。この種の磁壁は膜厚900 Åから3000 Åの範囲にわたって観察された。多くのものは主磁壁が zig-zag 状をなす傾向があり，その一方が基板の研磨方向に伸びている。これは磁化容易軸が研磨方向に沿っているためであると思われる。また枕木の間隔は蒸着膜に見られるものとほぼ同じ程度であった。図15はC液を用いた1200 Åの膜に見られる枕木磁壁である。図16は枕木磁壁が外部磁場をかけることにより移動した様子を示したもので，膜面に対し約70～110°で容易軸方向に磁場を加えてから約20分後で，わずかに残ったマグネタイト粉末の位置から磁壁の以前あった場所がわかる。図17には2本のほぼ平行な枕木磁壁を示す。同心円状の striation が観察されるが，この成因は明らかでない。図16, 17はC液を用いて作られ，膜厚1300 Åの薄膜で観察されたものである。図18に示す枕木磁壁にはゆらぎが観察され，局部的に磁化方向の角度分散が極めて大きいことによるものと思われる。これは35℃のB2液で電着した450 Åの膜である。図19は1000 Åに見られた弧立した枕木磁壁である。これは種々の磁壁方向をもつ枕木磁壁，Labyrinth 磁壁のある膜を，研磨方向に消磁した後に表われた。

400 Åの非常に薄い膜に観察された小孤立磁区を図20に示す。基板の研磨方向に磁場を加えた場合，磁場に垂直な方向への磁区の伸縮は観察されなかった。また磁壁の幅が広くなっている。これは35℃のB2液で得られた。

図19，図20の差異は前者は周囲が枕木磁壁である点にある。後者の程度の厚さになると，Néel 磁壁が出現しうるが，これが果して Néel 磁壁であるかどうかは明らかでないが，Bloch 磁壁であれば磁場に垂直な方向への伸縮も見られる筈であり，また Néel 磁壁であるとすれば，薄い場合にこの種の幅の広い磁壁の観察される可能性がある。

図21に非常に興味のある磁区図形を示す。磁区は基板の研磨方向とほぼ平行である。この方向に消磁後磁区と直角に20 Oeの磁場を加えて得られた図形である。磁場の増加と共に磁区の面積が増加し，コントラストが強くなる。また加える磁場の方向を逆転すると明暗も逆になる。これは35℃のB2液で電着した膜厚2000 Åの膜である。この種の磁区構造は，磁化が完全に膜面内に拘束されず，膜面に垂直な成分を持つとすれば一応説明可能であるが，この点についてはなお検討を要する[23]。

4. 結　　論

従来，ほとんど観察されていなかった電着パーマロイ薄膜の磁区構造の観察結果を主として述べると共に，あわせて組成，構造等についても簡単に述べた。

電着薄膜は蒸着薄膜に比してかなりの特徴がある。たとえば薄膜の磁気特性を決定する上に非常に大きな影響を持つ歪の分布なども，水素の共析によるものが考えられるが，この点については現在のところほとんど全く知られていない。

また基板の圧延方向や，磁場中電着の影響は，研磨方向のそれに比して極めて小さかった。

得られた薄膜は{111}面を膜面に平行とするような，かなり明瞭な方位配列を示しているが，これと異方性との関係はあまり明瞭でない。

従来，電着薄膜の磁区は蒸着薄膜に比して極めて小さいという報告があるが[7),8),9)]，著者らの観察結果では，磁区構造に関する限り，大きさや種類の点で蒸着薄膜との大きな差異は認められなかった。しかし，磁気異方性を決定する大きな要因が基板の研磨方向にあるため，研磨きずのため，磁区の観察は蒸着膜に比してかなり困難であった。特に磁化ベクトルが完全に膜面内に拘束されているとしては説明できないような興味ある磁区が観察された。

本研究を行なうに当り，薄膜の化学分析については本学工学部分析化学教室，永山教授，後藤助教授のご指導を受けた。また電子回折や電子顕微鏡写真については，日本電信電話公社電気通信研究所磁性材料研究室，小川忠政氏のご好意によるものである。記して深く感謝の意を表する。

文　　献

1) D. O. Smith: "Molecular Science and Molecular Engineering", p. 349 (1959), Ed. V. Hippel, John Wiley & Sons.
2) 近角聡信: "強磁性体の物理", p. 284 (1969), 裳華房.
3) 高橋秀俊: "固体物理の歩み", p. 396 (1962), 岩波書店, 久保・永宮編.
4) "薄膜工学ハンドブック", p. II 61 (1964), オーム社.
5) 権藤靖夫: 金属物理, **4**, 221 (1958).
6) D. O. Smith: J. Appl. Phys., **29**, 264 (1958).
7) S. Kainuma and N. Tsuya: J. Appl. Phys., **34**, 795 (1963).
8) 海沼・上原: 日本金属学会誌, **27**, 63 (1963).
9) A. Politycki: Z. angew. Phys., **13**, 465 (1961).
10) C. Kittel: Phys. Rev., **70**, 965 (1946).
11) L. Néel: Comptes Rendes, **241**, 533 (1955).
12) H. J. Williams and R. C. Sherwood: J. Appl. Phys., **28**, 548 (1957).
13) E. E. Huber, D. C. Smith and J. B. Goodenough: J. Appl. Phys., **29**, 294 (1958)
14) S. Middelhoek: J. Appl. Phys., **34**, 1054 (1963).
15) F. Soohoo: "Magnetic Thin Films", p. 37 (1965), Harper & Row.
16) C. Kittel: "Introduction to Solid State Physics", p. 404 (1953), John Wiley & Sons.
17) F. Bitter: Phys. Rev., **38**, 1903 (1931), **41**, 442 (1932).

18) W. C. Elmore: Phys. Rev., **51**, 982 (1937), **53**, 757 (1938), **54** 309 (1949), **62**, 486 (1942).
19) H. J. Williams, R. M. Bozorth and W. Shockley: Phys. Rev., **75**, 155 (1949).
20) 前田・後藤・早坂: 電気四学会北海道支部講演予稿, 昭38年10月.
21) D. O. Smith and K. J. Harte: J. Appl. Phys., **33**, 1399 (1962).
22) E. E. Huber, D. O. Smith and J. B. Goodenough: J. Appl. Phys., **29**, 294 (1958).
23) Y. Gomi, Y. Odani and M. Sugihara: J. Phys. Soc. Japan **15**, 533 (1960).