

第4章 超転位と誘導磁気異方性

第1章と2章では強磁性体を塑性変形することにより磁化過程に大きな影響を及ぼすことを述べた。塑性変形に伴う磁化過程の変化は転位の周りの応力場が原因で、磁気弾性相互作用を通して生じる。同じ現象が強磁性体である Ni_3Fe 規則合金や Fe_3Al 規則合金でも起こるはずである。1934年に Six, Snoek, Burgers により Ni-Fe 合金を圧延することで大きな1軸性の磁気異方性が出現することが発見された[1]。これがいわゆる圧延磁気異方性である。圧延磁気異方性の原因として当時2つのモデルが考えられた。その1つが1章で述べた圧延時に入った残留内部応力と磁気弾性相互作用によるモデルであった。当時のモデルは転位の存在を考慮しなかったために実験結果を十分説明できなかった。もう1つのモデルは、圧延時の外部応力で原子の相対的位置が入れ替わり、一方向に原子対が並ぶという考え方である。いわゆる原子対モデルである[2][3]。しかし、原子の並び方のメカニズムは不明であった。

その後、近角等は Ni_3Fe 規則合金及び Fe_3Al 規則合金単結晶を用いた詳しい実験を通し、冷間圧延により特定な方向に原子対が並ぶメカニズムを、原子面のすべりという観点から説明した[4][5]。図4-1に(111)面が[011]方向に1原子間距離変位したときの、すべり面の上下での原子対の変化を示す。すべりが起こっていない原子面では第1隣接に B-B 原子対が見られないが、すべりが起こった面の上下では B-B 原子対が生じる。単位体積あたりに生じる B-B 原子対の数は

$$\begin{aligned} N_{\text{BBI}} &= \frac{\sqrt{3}S^2 p_0 p'}{2\sqrt{3}a^3} |s_i| \\ &= \frac{1}{8} N p S^2 |s_i| \end{aligned} \quad (4-1)$$

となる。ここで S は長範囲規則度、 p_0 は転位が対にならない確率、 p' は転位が新しいすべり面で発生する確率、 s_i はすべり密度と呼ばれる量で N は単位体積当たりの原子数である。これが slip induced directional order モデルである。近角等はこのメカニズムで起こる磁気異方性を長範囲型 (long range order type) と名付けた[4]。

しかし、このモデルは転位論的に不完全である。例えば、対をなす超転位の存在を無視している。後の節で示すように、規則度の高い Ni_3Fe 結晶では塑性

変形に寄与するのはこの対をなす超転位であり、この超転位が磁気異方性の原因である。このことは(4-1)式で p_0 がゼロであることを意味する。従って、(4-1)式では Ni_3Fe 結晶の磁気異方性が説明できない。さらに Fe_3Al 規則合金の超転位は複雑という理由で、このモデルを D0_3 型規則合金に拡張できなかった。この章ではこれらの短所を改善したモデルについて詳しく説明し、実験結果との比較を行う [6]-[10]。

同じすべり系に対し、長範囲型と磁化容易方向が異なる別の型の磁気異方性が存在する。この磁気異方性は塑性変形の初期に観察される。近角等はすべりが図 4-1 よりさらに進んで、すべり面の上下に異なる位相の逆位相境界が現れる場合を想定した。また、短範囲規則状態の結晶中で荒いすべりが起こった場合に起こると説明している。すべり面をはさんで上下の原子対は全く無秩序になるので、B-B 原子対が3つの $\langle 110 \rangle$ 方向に現れる。この場合すべり面間に生じる B-B 原子対の数は、短範囲規則度を σ とすると

$$N_{BB} = \frac{1}{16} N p' \sigma |s_i| \quad (4-2)$$

となる。この型の異方性を短範囲型、又は荒いすべり型 (short range order type) と名付けた [4] [5]。しかし、この磁気異方性は完全規則状態でも観察され、

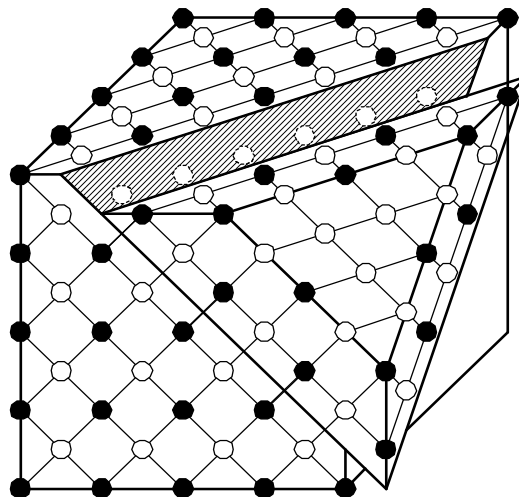


図 4-1 すべり誘起型原子対モデルの3次元模式図

変形の初期に主に現れる。上記のモデルの前提である、荒いすべり及び短範囲規則状態での誘導磁気異方性は実際の結晶内部で起こっている事実と大きく異なる。この磁気異方性についても実験結果に基づいたモデルを取り上げる。

さらに、もう一つの問題点がある。第 1 章で述べた転位の周りの応力場による効果が存在するはずである。すなわち、Ni₃Fe や Fe₃Al 規則合金における圧延磁気異方性の原因は磁気弾性相互作用によるものか、あるいは原子対モデルによるものかという問題である。論理的にはこれら 2 つのモデルが存在するので、実験によって得られた誘導磁気異方性を 2 つのモデルに基づいて分離し、その結果を比較することが必要である。この章ではこのような課題も取り扱う。

4- 1 方向性規則配列と磁気双極子- 双極子相互作用

磁気モーメント M をもつ 2 つの磁気双極子が距離 r だけ離れて存在するとき、それらの間には双極子- 双極子相互作用が存在する。2 次元空間の場合には双極子が作る磁界の x , y 方向の成分はそれぞれ

$$H_{1x} = \frac{2M \cos \theta}{4\pi\mu_0 r^3} \quad (4-3)$$

$$H_{1y} = \frac{2M \sin \theta}{4\pi\mu_0 r^3}$$

となるので、この系の位置エネルギーは

$$\begin{aligned} U_d &= -\frac{1}{2} \sum_i (M_{xi} H_{xi} + M_{yi} H_{yi}) \\ &= \frac{3M^2}{4\pi\mu_0 r^3} (\cos^2 \theta - \frac{1}{3}) \\ &= l(\cos^2 \theta - \frac{1}{3}) \end{aligned} \quad (4-4)$$

となる。 l は双極子- 双極子相互作用の係数である。一般的な 3 次元空間の場合には、双極子間の位置エネルギーは

$$U_d = -\frac{1}{4\pi\mu_0 r^3} \left[(\vec{M}_1 \vec{M}_2) - \frac{3}{r^3} (\vec{M}_1 \vec{r})(\vec{M}_2 \vec{r}) \right] \quad (4-5)$$

で与えられる。

図 4-1 に見られるように、A、B 2 種類の原子からなる規則合金には、A-A、B-B 及び A-B 3 種類の原子対が存在する。これらの原子対の双極子-双極子相互作用の係数をそれぞれ l_{AA} 、 l_{BB} 及び l_{AB} とすれば、これらの原子対が作る双極子-双極子相互作用のエネルギーは

$$E_d = \sum (N_{AAi} l_{AA} + N_{BBi} l_{BB} + N_{ABi} l_{AB}) \left(\cos^2 \phi_i - \frac{1}{3} \right) \quad (4-6)$$

で与えられる。ここで、 i は原子対の方向を識別するための添え字である。 ϕ_i は i 番目の原子対の方向と自発磁化の方向との角である。 N_{AAi} 、 N_{BBi} 及び N_{ABi} は単位体積に含まれる方向 i をもつ、A-A、B-B 及び A-B 原子対の数である。これら 3 つの原子対の数は互いに独立ではなく、3 つのうちの 1 つが決まると残りの 2 つは決まる。すなわち、結晶の単位体積に含まれる A 原子及び B 原子の数をそれぞれ N_A 、 N_B とすると、原子対の数の間には

$$2N_{AAi} + N_{ABi} = 2N_A \quad (4-7)$$

$$2N_{BBi} + N_{ABi} = 2N_B$$

の関係がある [2]。(4-7) 式の関係をもつ (4-6) 式に代入すると

$$E_d = \sum N_{BBi} l_o (\cos^2 \phi_i - \frac{1}{3}) + E_o \quad (4-8)$$

となる。ここで E_o は定数であり、 l_o は

$$l_o = l_{AA} + l_{BB} - 2l_{AB} \quad (4-9)$$

である。 I_0 の値は磁歪定数の測定から求めることができる。例えば、Ni₃Fe 規則合金では、 $N I_0 = 3.1 \times 10^7$ (J/m³)、Fe₃Al 規則合金では $N I_0 = -3.01 \times 10^8$ (J/m³) である。 I_0 の符号により原子対の方向と磁化容易方向の関係が決まる。負の場合磁化容易方向は原子対の方向と同じであるが、正であれば原子対と垂直な方向となる。図 4-1 に示したように、塑性変形によりすべり面を挟んで B-B 原子対が [101] 方向に配列する。このように原子対が特定な方向に並ぶことを方向性規則配列と呼ぶ。近角等は (4-8) 式の N_{BBi} に (4-1) 式を代入して圧延磁気異方性を求めた。

一般に結晶に圧延などの塑性変形を加えると、結晶中で転位が生まれ、変形が進むに従って転位密度も増加する。Ni₃Fe や Fe₃Al 規則合金では超転位が塑性変形により結晶中に導入される。超転位は転位間に逆位相境界を含む。この逆位相境界で図 4-1 のような方向性規則配列が存在する。塑性変形による転位密度の増加に伴って、逆位相境界に沿ってできた B-B 原子対の数 N_{BBi} も増加する。次に、L1₂ 型規則構造を持つ Ni₃Fe 結晶と DO₃ 型及び B2 型規則構造を持つ Fe₃Al 結晶について N_{BBi} と転位密度の関係を示す。

4- 2- a Ni₃Fe 結晶の塑性変形に伴う誘導磁気異方性

Ni₃Fe 結晶のすべり面は {111} であり、バーガス・ベクトルは $(a/2)\langle 110 \rangle$ である。1 番目の転位がすべり面を運動すると逆位相境界を作る。2 番目の転位はすべり面を初めの原子配列に戻す(図 4-2)。Fe-Fe 原子対はすべり面上にできた逆位相境界を挟んで $\langle 110 \rangle$ 方向に存在する。面心立方構造であるので、完全転位は 2 本の部分転位に分かれる(図 4-3)。この部分転位の間では積層欠陥と逆位相境界とが存在しており、そこでは Fe-Fe 原子対は $\langle 411 \rangle$ 方向を向いている。この結晶にはすべり系が 12 ある。Fe-Fe 原子対の方向はすべり面には依存せず、バーガス・ベクトルによって決まる。逆位相境界にできた Fe-Fe 原子対の数は逆位相境界の面積に比例する。積層欠陥エネルギーが逆位相境界エネルギーに比べて大きいので、拡張転位の効果が無視できる。バーガス・ベクトル b_i の転位間にできた逆位相境界の面積 A_i は

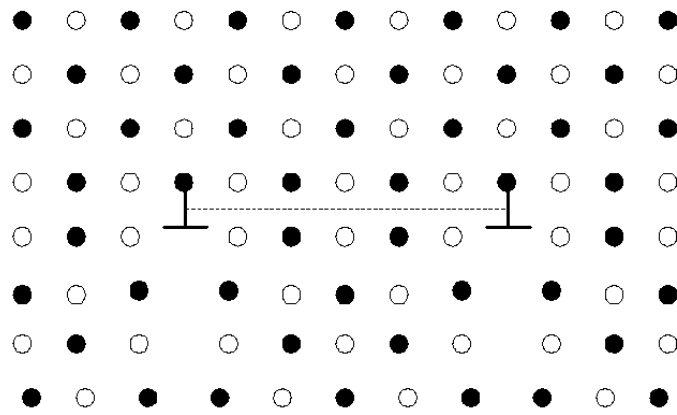


図 4-2 超転位と逆位相境界における原子配列

$$A_i = \int_V r_i ds_i \quad (4-10)$$

となる。 r_i は逆位相境界を作っている転位間距離であり、 ds_i は対の転位のうち、

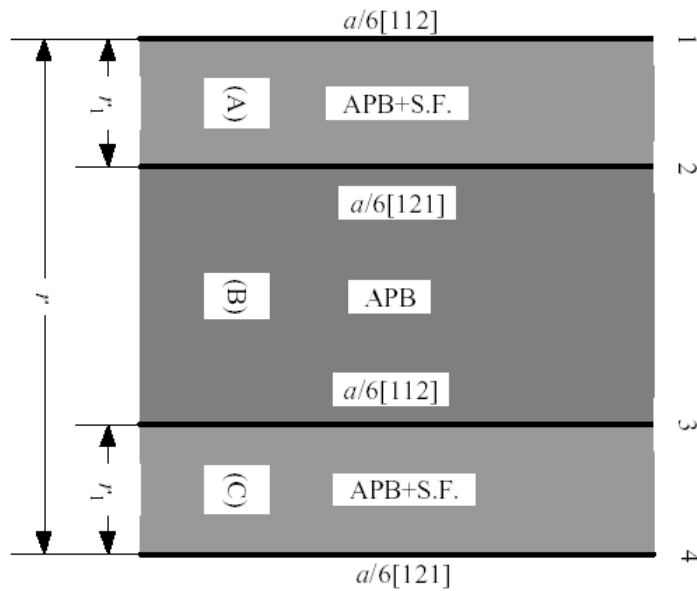


図 4-3 逆位相境界と超転位（部分転位）

一方の転位の長さの線分である。積分は結晶全体で行う。{111}逆位相境界面を挟んで存在する単位面積当たりの Fe-Fe 原子対の数は $S^2/\sqrt{3}a^2$ である。

逆位相境界を作っている転位間距離 r_i は転位間の弾性相互作用エネルギーと逆位相境界エネルギー E_{APB} の和が極小となる条件から求まり、一定値 r_0 となる。

$$S^2 r_0 = \left(\frac{Gb^2}{2\pi E_{APB}} \right) \left(\frac{\cos^2 \phi}{1-\nu} + \sin^2 \phi \right) \quad (4-11)$$

ここで ϕ はすべり面内でのバーガス・ベクトル \mathbf{b} と転位線の法線方向との間の角である。ラセン転位の場合には $\phi=0$ 、刃状転位の場合には $\phi = \pi/2$ である。G は剛性率、m はポアソン比である。このような転位間距離が一定である転位を A 型の超転位と呼ぶ。単位体積当たりの Fe-Fe 原子対の数は

$$N_{Fe-Fei} = \frac{S^2 r_0 \rho_i}{2\sqrt{3}a^2} \quad (4-12)$$

となり、誘導磁気異方性の大きさは

$$K_{\alpha}^A = \frac{l_0 S^2 r_0 \rho_i}{2\sqrt{3}a^2} \quad (4-13)$$

によって表わされ、転位密度 ρ_i に比例する。対を作る A 型の超転位は変形が初期から中期の段階で多く見られる。塑性変形が進むに従って転位密度は大きくなり、超転位間の相互作用も大きくなるので、1本1本の転位が独立して分布する B 型の超転位も見られるようになる。B 型の超転位では転位間の平均距離は転位密度に依存する。均一な分布に対しては転位間の平均距離は

$$\bar{r}_i = \frac{1}{\sqrt{\rho_i}} \quad (4-14)$$

で与えられるので、B 型の超転位による誘導磁気異方性の大きさは

$$K_{\alpha}^B = \frac{l_o S^2 \sqrt{\rho_i}}{2\sqrt{3}a^2} \quad (4-15)$$

となる。実際の結晶中にはA, B 2つの型の超転位が共存する。よって誘導磁気異方性の大きさは

$$K_{\alpha} = \omega_A K_{\alpha}^A + \omega_B K_{\alpha}^B \quad (4-16)$$

で与えられる。ここで ω_A , ω_B はそれぞれ A, B 型の超転位の荷重で、 $\omega_A + \omega_B = 1$ を満足する。 ω_B は (4-1) 式の p_o に等しい。塑性変形の初期から中期にかけて ω_B はほとんど 0 であるが、変形が進むに従って少しずつ増加する。誘導磁気異方性エネルギーは

$$E_A = \sum_i K_{\alpha} (\alpha_1 \gamma_{1i} + \alpha_2 \gamma_{2i} + \alpha_3 \gamma_{3i}) \quad (4-17)$$

で与えられる。 α_j , γ_{ji} はそれぞれ自発磁化及び B-B 原子対の方向余弦である。

拡張転位について考える。図 4-3 のように、1本の完全転位がすべり面上で2本の部分転位に分かれている場合、すなわち

$$\frac{a}{2}[01\bar{1}] = \frac{a}{6}[11\bar{2}] + \frac{a}{6}[\bar{1}2\bar{1}] \quad (4-18)$$

では、部分転位の間では積層欠陥と逆位相境界が存在し、Fe-Fe 原子対は $\langle 411 \rangle$ 方向にできる。これらの原子間距離は第 1 隣接原子間距離と同じである。単位体積中の i 方向の Fe-Fe 原子対の数は

$$N_{Fe-Fe_i} = \frac{S^2 r_i \rho_i'}{2\sqrt{3}a^2} \quad (4-19)$$

となる。 r_i は部分転位間の平均距離であり、 ρ_i' は部分転位の密度で $\rho_i' = 2\rho_i$

の関係がある。積層欠陥エネルギーが逆位相境界エネルギーに比べて大きい場合には、 r_i は r_0 に比べて無視できる。

誘導磁気異方性の大きさは(4-13), (4-15)式で与えられるように全て観測可能なパラメータで表現される。磁気異方性の大きさは転位密度に比例又はその平方根に比例する。磁化容易方向は塑性変形に寄与した転位のバーガス・ベクトルによって決まる[8]-[10]。

近角等はNi₃Fe単結晶を用い圧延磁気異方性の磁化容易方向の詳しい測定を行い、(4-1)や(4-17)式で表した長範囲型とは別の型の磁気異方性を説明した。この磁気異方性では同じすべり系に対しB-B原子対の方向が長範囲型とは異なる。近角等は結晶内で粗いすべりが起き、すべり面を挟んで上下の原子の対応が全く無秩序になるというモデルで説明している。また、長範囲規則度があまり大きくなく、むしろ、短範囲秩序状態にあることを前提にした。このモデルの詳しい説明は近角聡信著「強磁性体の物理」を参照して頂きたい。しかし、

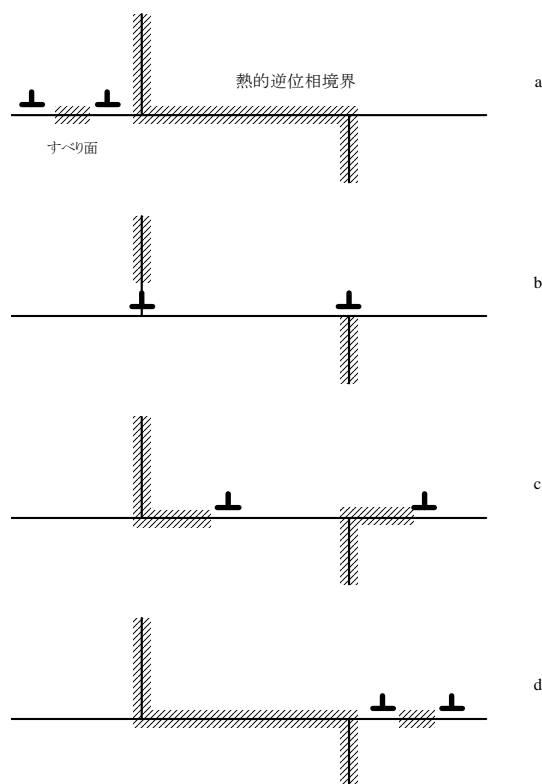


図 4-4 熱的逆位相境界と超転位

塑性変形の初期にこのような粗いすべりは実際考え難い。また、この現象は高い長範囲規則状態で観測される。別のモデルでこの磁気異方性を説明する[8]。

結晶内で規則状態が成長する際に逆位相境界ができる。これを超転位に存在する逆位相境界と区別して、熱的逆位相境界と呼ぶことにする。熱的逆位相境界でも Fe-Fe 原子対が第 1 隣接に存在するが、特定の方向に特別に多く存在することはない。そのために熱的逆位相境界の Fe-Fe 原子対による誘導磁気異方性は相殺し合い測定されない。従って、塑性変形前には誘導磁気異方性はゼロである。塑性変形によって生じた超転位がこの熱的逆位相境界を横切ることにより、これまで述べた誘導磁気異方性と異なるメカニズムで磁気異方性が現れる。

Ni₃Fe 規則合金では確かめられていないが、熱的逆位相境界が {111} 面内に存在すると考えられる。{111} 面上の 熱的逆位相境界を挟んで同じ数の Fe-Fe 原子対が 6 つの <110> 方向にできている。図 4-4-a に示すように A 型の超転位が発生し、{111} 熱的逆位相境界をすべるとき、逆位相境界の変位ベクトルと転位のバーガス・ベクトルとが共役な関係にあると、図 4-4-b のように対の転位が熱的逆位相境界で 2 つに分かれる。転位間で熱的逆位相境界は消える。この 2 本の転位はそれ以後熱的逆位相境界によって運動が妨げられ、図 4-4-b のように固定されるであろう。その結果、熱的逆位相境界上のすべり面を挟んで <110> 方向に存在した Fe-Fe 原子対が消え、他の <110> 方向の Fe-Fe 原子対の数が相対的に増加する。同じすべり系が働く場合 (4-16) 式の誘導磁気異方性と磁化容易方向が異なる誘導磁気異方性が発生する。この熱的逆位相境界と超転位によってできる誘導磁気異方性を K_p で表す。塑性変形が進むと、熱的逆位相境界に固定された転位はより大きな応力により再びすべり始める (図 4-4-c)。転位はそれ以後対を作って運動する。変形応力が或る値を超えると、転位は熱的逆位相境界に固定されることはなく、 K_p は観察され難くなる。 K_p は変形の初期に主に観察される。

熱的逆位相境界を転位が横切るとき、別のメカニズムで磁気異方性が生じる。塑性変形の始めには A 型の超転位が結晶中に作られ、すべり面を運動する。偶数本の転位が熱的逆位相境界を横切る確率が高い。偶数本の転位が熱的逆位相境界を横切ると、熱的逆位相境界の変位ベクトルと同じ変位ベクトルの逆位相境界がすべり面にできる。熱的逆位相境界は 6 つの変位ベクトル $(a/2)\langle 110 \rangle$ を同確立でもっているため、すべり面が (111) である場合には Fe-Fe 原子対が

3方向にできる。その数は

$$N_{Fe-Fe_{110}} = \frac{\sqrt{2}S^2 L \rho}{48aD} \quad (4-20)$$

で与えられる。(4-20)式の転位密度 ρ は結晶中に存在する転位のみならず塑性変形中に結晶の外に出た転位を含めた密度である。L は塑性変形中に 1 本の転位がすべる平均距離であり、D は熱的逆位相境界間の平均距離である。熱的逆位相境界の変位ベクトルがすべり面内であれば、Fe-Fe 原子対はできない。

もし奇数本の転位が熱的逆位相境界を横切るときには、すべり面に新しく逆位相境界が生まれ、Fe-Fe 原子対も第 1 隣接にできるが、原子対の方向はバーガス・ベクトル、すべり面及び熱的逆位相境界の変位ベクトルに依存する（表 4-1 参照）。原子対のこのような発生メカニズムによる誘導磁気異方性の大きさは (4-16) 式や (4-20) 式と比べて小さいことが予想される。

表 4-1 転位がすべり面(111)上の熱的逆位相境界に作る Fe-Fe 原子対。熱的逆位相境界の変位ベクトル、バーガス・ベクトルおよび Fe-Fe 原子対の方向の関係

バーガス・ベクトル	熱的逆位相境界の変位ベクトル	Fe-Fe 原子対の方向
$\bar{(a/2)[011]}$	$(a/2)[011]$	—
	$(a/2)[101]$	$[011]$
	$(a/2)[110]$	$[011]$
$\bar{(a/2)[101]}$	$(a/2)[011]$	$[011]$
	$(a/2)[101]$	—
	$(a/2)[110]$	$[011]$
$\bar{(a/2)[110]}$	$(a/2)[011]$	$[011]$
	$(a/2)[101]$	$[011]$
	$(a/2)[101]$	—

最後に塑性変形によって誘導される磁気異方性の大きさを見積もる。一般に塑性変形前でも 10^8 cm^{-2} の転位密度の転位が存在する。塑性変形により転位密度が 10^{10} cm^{-2} に変化する場合、A 型の超転位による誘導磁気異方性の大きさは、 $K_{\sigma}^A = 2.5 \times 10^{2\sim 4} \text{ erg/cm}^{-3}$ となる。また、B 型の超転位では、転位密度の 10^9 から 10^{11} cm^{-2} の増加に対しては、 $K_{\sigma}^B = 2.7 \times 10^{4\sim 5} \text{ erg/cm}^{-3}$ となる。この

誘導磁気異方性の大きさは近角等によって実験的に求められた値と一致する。

4- 2- b 実験結果との比較

磁気異方性を実験的に求めるためには磁化曲線から求める方法とトルク測定による方法がある。結晶に外部から磁界を加えると、自発磁化が磁界の方向を向くので、磁界の方向が磁化容易方向と一致したとき磁気異方性エネルギーが極小となる。磁界を加えたまま、外部から力を加え結晶を回転させ、磁化を磁界の方向からずらすとトルクが働く。例えば、(110) 面内に磁界の方向があるように結晶を設定し、[110] 軸の回りで結晶を回転させた場合には、トルク L は

$$\begin{aligned} L &= -\frac{\partial E_g}{\partial \theta} \\ &= -\frac{K_1}{8}(-2\sin 2\theta + 3\sin 4\theta) \\ &\quad -\frac{K_2}{64}(-\sin 2\theta + 4\sin 4\theta + 3\sin 6\theta) \end{aligned} \quad (4-21)$$

で与えられる。 E_g は結晶磁気異方性エネルギーである。 θ は (110) 面内での [001] 方向と自発磁化の方向との間の角である。Ni₃Fe 規則合金の第 1 結晶磁気異方性定数 K_1 は規則度に依存する。規則度が完全な場合には -4.2×10^4 erg/cm³ となる。規則度の値は熱処理に大きく依存する。上記の K_1 の値は規則 - 不規則変態温度 500°C から 450°C まで、1K/day の下降速度で温度を下げた後に、400°C まで 1 日 2K の割合で温度を下げることによって得られる。 K_2 の大きさは無視できる。塑性変形を加えると誘導磁気異方性 K'_g の項が (4-21) 式に付け加わり、トルクは

$$L = -\frac{K_1}{8}(-2\sin 2\theta + 3\sin 4\theta) - K'_g \sin 2(\theta - \Psi) \quad (4-22)$$

で与えられる。 Ψ は誘導磁気異方性の位相角である。

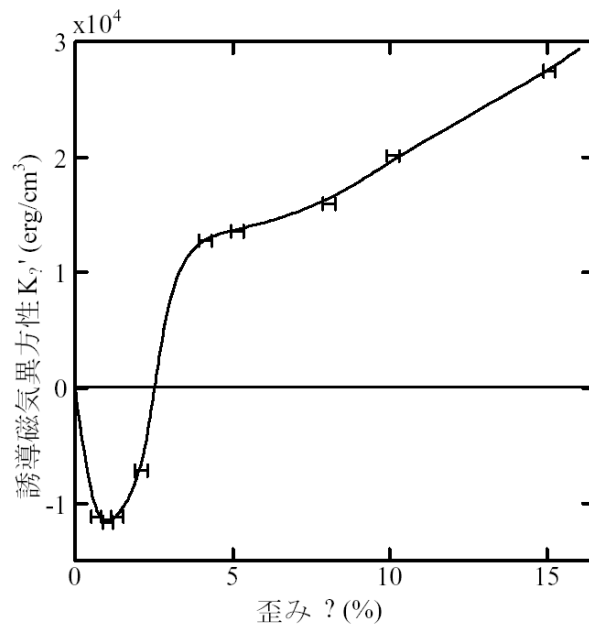


図 4-5 誘導磁気異方性 K_{σ}' の歪み ϵ 依存性 [110] 圧縮

Ni-24.9at.%Fe 単結晶の [110] 方向に圧縮変形を加えることによって生じる磁気異方性の実験結果を示す。図 4-5 に誘導磁気異方性の大きさ K_{σ}' と歪 ϵ の関係を示す。[110] 方向に圧縮変形を加えた場合には、塑性変形に寄与する転位のバーガス・ベクトルは、 $(a/2) [101]$, $(a/2) [0\bar{1}1]$, $(a/2) [01\bar{1}]$, $(a/2) [\bar{1}01]$ の4つである。例えば、 $(a/2) [101]$ $(a/2) [0\bar{1}1]$ のバーガス・ベクトルの転位はそれぞれ $[101]$ 、 $[0\bar{1}1]$ 方向に Fe-Fe 原子対を作る。これらの Fe-Fe 原子対が作る誘導磁気異方性 K_{σ_i} の磁化容易方向はそれぞれ、 (101) 、 $(0\bar{1}1)$ 面内である。磁界を (110) 面内で掛け、[110] 軸の回りのトルクを測定すると、観測される磁化容易方向は (110) 面内で $[\bar{1}11]$ 方向である。同様に、 $(a/2) [01\bar{1}]$, $(a/2) [\bar{1}01]$ のバーガス・ベクトルの転位によって作られる誘導磁気異方性の磁化容易方向は (110) 面内で $[111]$ 方向に観測される。従って

(4-22) 式で表される誘導磁気異方性の磁化容易方向は(110) 面内で $[\bar{1}10]$ と $[\bar{1}11]$ の間に観測されるはずである。すなわち、 $0^\circ \leq \Psi \leq 35.3^\circ$ が予想される。塑性変形が $\varepsilon = 3\%$ 以下では、誘導磁気異方性の磁化容易方向は $[001]$ に近い方向すなわち、 $35.3^\circ < \Psi < 90^\circ$ が観測される。 $\varepsilon = 3\%$ 以下での誘導磁気異方性は転位が熱的逆位相境界を消す効果である。その結果磁化容易方向が(110) 面内で $[001]$ 方向の誘導磁気異方性 K_p が生じる。歪みが 3% を越えると磁化容易方向が逆転し、(4-16) 式から得られる誘導磁気異方性 K_σ の増加率が急に大きくなる。これは図 4-4-c, d のように熱的逆位相境界に固定された転位が再びすべりだし、対を作って運動するためである。次に 5% 以上の圧縮変形に対する誘導磁気異方性の説明を行う。

誘導磁気異方性の磁化容易方向は超転位のバーガス・ベクトルに依存する。転位をバーガス・ベクトルにより 2 つのグループに分類する。第 1 のグループはバーガス・ベクトルが $(a/2)[101]$, $(a/2)[011]$ の転位で、第 2 のグループは $(a/2)[011]$, $(a/2)[101]$ をバーガス・ベクトルにもつ転位で、それぞれの転位密度を ρ_1 , ρ_2 とすれば、全転位密度 ρ は

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 \quad (4-23)$$

となる。飽和磁化が(110) 面内に存在するときの、誘導磁気異方性エネルギーは

$$E_\sigma = K_\sigma(\rho_1)\sin^2(\theta - \phi) + K_\sigma(\rho_2)\sin^2(\theta + \phi) \quad (4-24)$$

で表される。 θ は $[\bar{1}10]$ と 磁気モーメントの方向との間の角であり、 ϕ は $[\bar{1}10]$ と $[\bar{1}11]$ との間の角で、 35.3° である。 $K_\sigma(\rho)$ は (4-13) および(4-15) 式で与えられる。

歪みが 3% 以下では熱的逆位相境界と超転位との相互作用から生じる誘導磁気異方性を考慮しなければならない。異方性エネルギーは

$$E_p = -K_p \sin^2 \theta \quad (4-25)$$

となるので、(4-22) 式の測定された誘導磁気異方性の大きさ K_σ' 及び位相角 Ψ はそれぞれ

$$\tan 2\Psi = \frac{[K_\sigma(\rho_1) - K_\sigma(\rho_2)] \sin 2\phi}{[K_\sigma(\rho_1) + K_\sigma(\rho_2)] \cos 2\phi - K_p} \quad (4-26)$$

$$K_\sigma' = \{[(K_\sigma(\rho_1) + K_\sigma(\rho_2)) \cos 2\phi - K_p]^2 + [K_\sigma(\rho_1) - K_\sigma(\rho_2)]^2 \sin^2 2\phi\}^{1/2} \quad (4-27)$$

で与えられる [9]。

規則合金や金属間化合物の転位の観察は透過電子顕微鏡により多くの研究者によって行われている。Ni₃Fe 規則合金は部分転位に拡張する可能性があるが、Cu₃Au 合金と同様に拡張した転位は観測されない。これは積層欠陥エネルギーが大きいために、拡張幅が識別できるほど大きくないためと考えられる。

電子顕微鏡により転位のバー・ガス・ベクトルを確かめると、転位のバー・ガス・ベクトルは全て $(a/2)\langle 110 \rangle$ である。歪が 3% 以下では $\{111\}$ 熱的逆位相境界に固定された転位が多く観測される (図 4-6 参照)。3% 以上では対の転位が多く観察される。1.5% 圧縮変形した Ni₃Fe 試料の電子顕微鏡写真では対を組んだ転位もわずかに観察されるが、大部分の転位は 1 本 1 本独立に分布する (図 4-6 参照)。電子顕微鏡写真は誘導磁気異方性 K_p のモデルが正しいことを裏付けられる [9]。

図 4-7 上図は 5%、下図は 10% 圧縮変形した転位の透過電子顕微鏡写真である。ほとんど全ての転位は対を作って分布する A 型の超転位である。対の転位の幅は 25 nm から 30 nm である。14% 圧縮変形でも同じような転位が観察される。転位密度も電子顕微鏡写真から求めることができる。転位密度を正確に知るためには観察する視野の試料の厚さを正確に求めると同時に、できるだけ多くの視野の写真を試料の各部分で撮る必要がある。転位密度は歪みの増加と共に大きくなり、 10^8 から 10^{10} cm^{-2} の範囲で変化する。歪みがあまり大きく

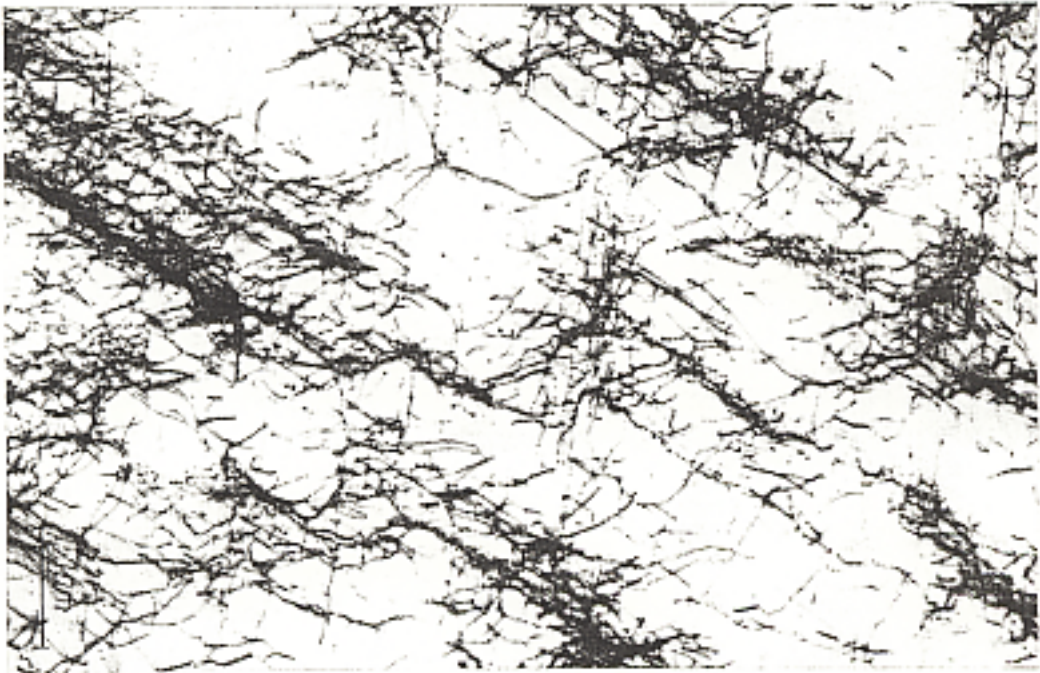
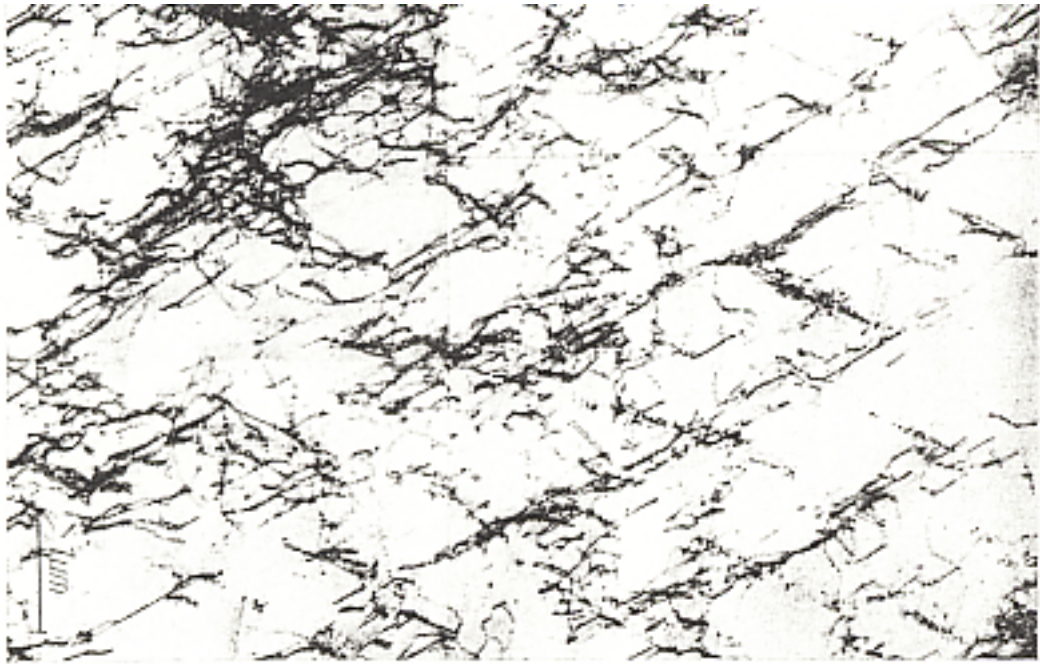


図 4-6 超転位の電子顕微鏡写真 Ni₃Fe 圧縮率 $\epsilon = 1.5\%$

なると転位同士が重なり合い 1 本 1 本の転位を識別することが困難になる。従って転位密度も正確に求めることが難しい。誘導磁気異方性の測定から逆に転位密度を求める方が正確と言えるだろう。3% 以上の歪みを加えた試料では、ほとんど A 型の超転位が観察されているので、 K_p の値は $K_\sigma(\rho)$ に比べて小さく、無視できるとして取り扱うことができる。また電子顕微鏡観察から B 型の超転位の割合も A 型と比べて非常に小さい。すなわち、(4-16) 式で $\omega_A=1$, $\omega_B=0$ とし、

$$K_\sigma(\rho) = K_\sigma^A(\rho) \quad (4-28)$$

となり、(4-13) 式から、誘導磁気異方性 $K_\sigma^A(\rho_i)$ と転位密度の関係を得ることができる。一方電子顕微鏡内で転位線のコントラストの変化からバーガス・ベクトルごとに転位を分類することができるので、 ρ_1 , ρ_2 を識別して求めることができる。図 4-8 にはこのようにして求めた $K_\sigma^A(\rho)$ と転位密度との関係を線分で表す。また、 Ψ からこれらの転位密度の比 ρ_1/ρ_2 を求めることもできる。これら 2 つの方法で求めた転移密度の比 ρ_1/ρ_2 の間には良い一致が見られた。



b

图 4-7 電子顕微鏡写真 $\varepsilon=5\%$ 上図、 $\varepsilon=10\%$ 下図

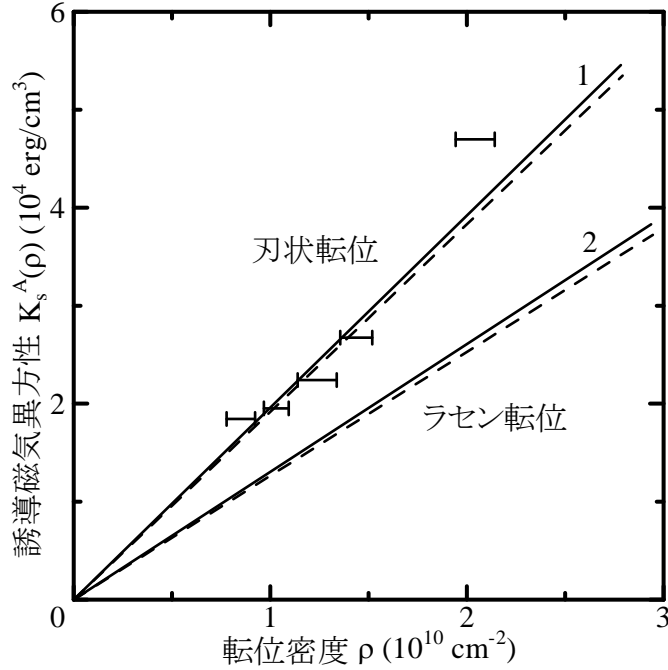


図 4-8 誘導磁気異方性 K_s^A - 転位密度 ρ 依存性。実験結果と理論結果

(4-13) 式に超転位の幅、 $r_0 = 20 \text{ nm}$ 及び 30 nm 、 $S=0.9$ を入れて計算した結果を図 4-8 に直線で示す。長範囲規則度 S は直接測定していないが妥当な値と思われる。実験結果と計算結果とは良い一致が見られる。

S 及び超転位の幅 r_0 を直接理論的に求めることができる。 $S^2 r_0$ は(4-11) 式で表わされる。逆位相境界エネルギー E_{APB} は原子の結合エネルギーの関数であるが、近似的に規則-不規則変態温度、 T_0 に比例する。すなわち、 $L1_2$ -型規則構造に対しては

$$E_{APB} = \frac{1.41 T_0 k_B}{a^2} \quad (4-29)$$

となる。これらの結果を用いることにより、刃状転位 ($\phi = 0^\circ$) に対する $K_s^A(\rho)$ の大きさと転位密度との関係、及びらせん転位 ($\phi = 90^\circ$) に対する関係が求まる。計算結果を図 4-8 に破線で示した。らせん転位より刃状転位の計算結果の方が実験結果と良い一致を示す。この結果は刃状転位が多く見られた電子顕

微鏡観察結果と一致する。

4- 2- c 磁気弾性効果と方向性規則配列

塑性変形に伴う誘導磁気異方性を超転位間の逆位相境界に存在する Fe-Fe 原子対によって説明した。誘導磁気異方性の大きさは原子対の数に比例する。一方、第 1 章で述べたように、転位の周りの応力場が磁歪の逆効果を通じて誘導磁気異方性を生じさせる。これら 2 つのモデルによる誘導磁気異方性が同時に観測されることが期待される。その場合、これら 2 つのモデルのうち、どちらの効果の方が大きいかという興味深い課題が残る。磁気弾性相互作用によって計算された誘導磁気異方性の大きさは、転位が双極子構造を取る場合には、

$$K_{\sigma}^{el} = \frac{9}{32} \frac{G^2 b^2 \lambda_s^2 \rho}{\pi K_1} \ln \frac{R_0}{l_H} \quad (4-30)$$

のように表すことができる。ここで、 λ_s は磁歪定数、 R_0 は転位間の平均距離の半分すなわち、 $R_0 = 1/2 \rho^{-1/2}$ 、 l_H は磁界に関する交換距離である。一方、原子対モデルによる誘導磁気異方性の大きさは (4-13)、(4-29) 式から、

$$K_{\sigma}^A = \frac{3Gb^2 l_o \rho}{3\sqrt{6} \pi T_o k_B} \quad (4-31)$$

となる。これら 2 つのモデルによる誘導磁気異方性の大きさはどちらも転位密度に比例するので、2 つの磁気異方性の比は転位密度には依存せず、

$$\begin{aligned} \frac{K_{\sigma}^A}{K_{\sigma}^{el}} &= \frac{16K_1 l_o}{3\sqrt{6} G \lambda_s^2 T_o k_B \ln(R_0 / l_H)} \\ &= 5.2 \end{aligned} \quad (4-32)$$

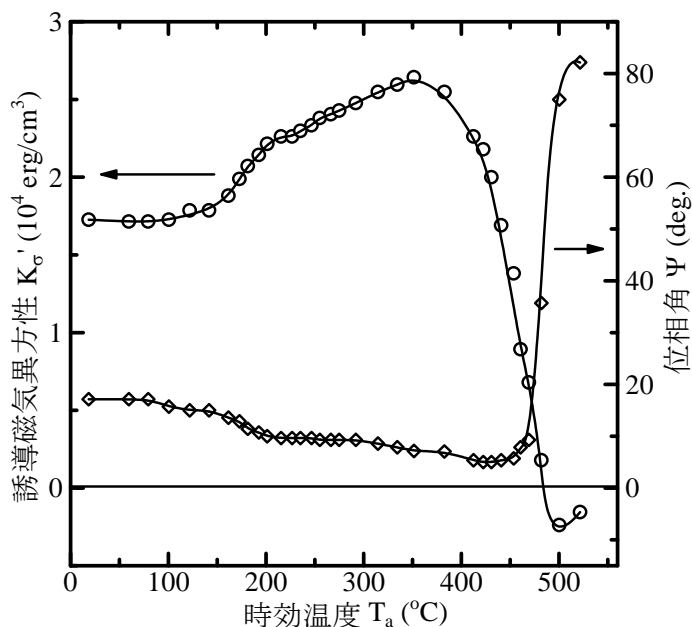
となる。計算結果によれば原子対モデルによる効果の方が大きい[11]。

実験的にも 2 つのモデルによる誘導磁気異方性を分離し、どちらのモデルによる寄与が大きいかを調べる仕事が残っている。逆位相境界に生じた Fe-Fe 原

子対はエネルギー的には不安定で結晶の規則-不規則変態点（530°C）以下の温度で壊れ、誘導磁気異方性 K_{σ}^A は完全に消える。一方、500°C では塑性変形によって結晶中に導入された転位は室温とほとんど変わらずに結晶中に残るので、磁気弾性相互作用による誘導磁気異方性 K_{σ}^{el} は500°Cの焼鈍では変化しないことが予想される。500°Cの焼鈍により2つのモデルに対する誘導磁気異方性の分離が可能である。

実験による誘導磁気異方性は (4-22) 式の K_{σ}' と Ψ によって表される。時効温度 T_a を室温から上げ、各温度 T_a で30分間時効した後、室温で誘導磁気異方性の測定を行う。図4-9aに14%圧縮変形した K_{σ}' と T_a の関係及び Ψ と T_a の関係を示す。 K_{σ}' の値は $T_a = 150^{\circ}\text{C}$ から増加し始め、300°Cでは30%も増加する。 Ψ は逆に焼鈍温度の上昇とともに減少する[10]。誘導磁気異方性の大きさが焼鈍により増加する現象は一見熱力学の法則と矛盾するように見える。誘導磁気異方性の焼鈍により増加する原因については後で説明する。

図4-9aの規則-不規則変態温度付近での誘導磁気異方性の時効に伴う変化に注目する。400°C近くまで誘導磁気異方性は増加し、増加の割合は50%にも達する。さらに高い温度での焼鈍により誘導磁気異方性は減少し、490°C近くで一旦消えた後、再度現れる。500°C近くで再度現れる誘導磁気異方性の磁化容易方向は K_p のそれと同じである。530°Cの焼鈍では誘導磁気異方性はほとんど



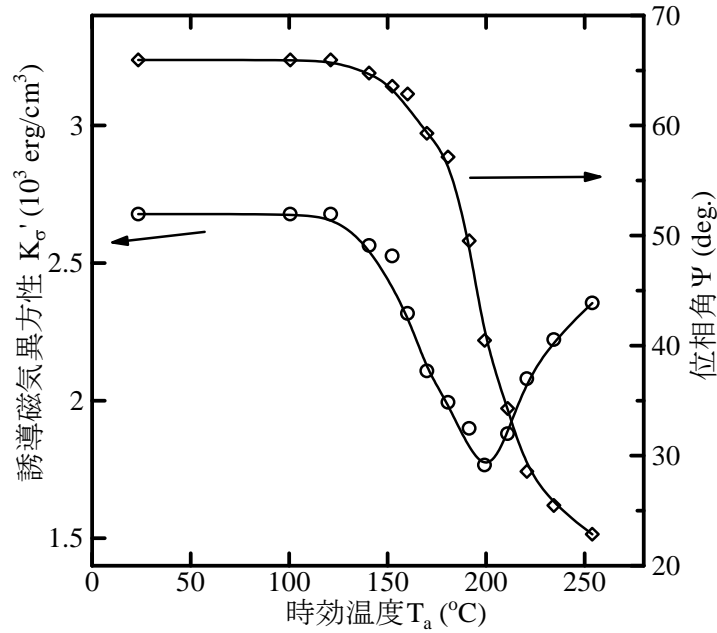


図 4-9 誘導磁気異方性 K_σ の時効効果, 上図(a): $\epsilon = 14\%$, 下図(b) $\epsilon = 2\%$

消える。

$K_\sigma^A(\rho_i)$ も K_p も規則-不規則変態温度近くでの焼鈍により消失することが予想されるが、消失する温度に差異があると考えられる。超転位間にできた Fe-Fe 原子対から生じる誘導磁気異方性 $K_\sigma^A(\rho_i)$ は焼鈍温度が 400°C 以上になると減少し始め、 487°C でほとんど消えてしまう。これに対して熱的逆位相境界は超転位間の逆位相境界より安定であるので誘導磁気異方性 K_p は 487°C まで減少しない。このために、

$$K_p = [K_\sigma^A(\rho_1) + K_\sigma^A(\rho_2)] \cos 2\phi \quad (4-33)$$

及び、

$$K_\sigma^A(\rho_1) - K_\sigma^A(\rho_2) = 0 \quad (4-34)$$

を満足する温度で見かけ上誘導磁気異方性が完全に消失するように見える。さらに時効温度を上げると、 $K_\sigma^A(\rho_i)$ の消失が進み、 K_p だけが残る。これが誘導磁気異方性 K_σ' が 500°C 付近での時効により再び現れる理由である。以上

の実験結果から誘導磁気異方性は転位の周りの応力場というよりむしろ原子対モデルによる寄与が大きいことが分かる。

歪みが 3% を境にして 2 つの異なるメカニズムによる誘導磁気異方性が現れる。3% 以下の歪みでは誘導磁気異方性 K_p が生じる。図 4-9b には 2% 圧縮変形した Ni₃Fe 結晶の K_{σ}' と T_a の関係と、 Ψ と T_a の関係を示す。 K_{σ}' の値は 150°C から減少し始め、200°C で極小となる。極小値は約 33% 減少する。その後時効温度の上昇とともに増加し始める。位相角 Ψ は時効する前は 67° であるが、 $T_a = 150^\circ\text{C}$ から単調に減少し 250°C では 23° となる。 K_{σ}' が極小となる温度 $T_a = 200^\circ\text{C}$ では、 $\Psi = 45^\circ$ である。 K_{σ}' の極小値を示す現象は 150°C から 300°C での時効に伴う $K_{\sigma}^A(\rho_i)$ が増加する現象と関係する。

誘導磁気異方性 $K_{\sigma}^A(\rho)$ は転位密度の関数であり、 $K_{\sigma}^A(\rho)$ が増加するためには転位密度が増加しなければならない。しかし、転位密度が 150°C から 300°C での時効により増加することはあり得ない。時効による $K_{\sigma}^A(\rho)$ の増加の原因として、超転位の幅 r_0 が広がることが挙げられる。300°C の時効で超転位の幅 r_0 が約 30% 増加すれば、 $K_{\sigma}^A(\rho)$ の時効による増加の説明が付く。150°C から 300°C での時効により K_p は変化しないが、 $K_{\sigma}^A(\rho)$ は増加する。この 2 つの磁気異方性の磁化容易方向が逆であるので、相対的大きさの変化により K_{σ}' が極小値を取る現象を説明できる。この説明は K_p に対するモデルの正当性を確かめる事につながる [9]。超転位の幅 r_0 に関する電子顕微鏡観察結果を示す。

誘導磁気異方性が 200°C での時効で大きく変化する現象を説明するためには超転位の幅がこの温度範囲の時効で広がることが観察されなければならない。図 4-10(A) は Ni₃Fe 規則合金を 14% 圧縮変形した試料の電子顕微鏡写真である。転位は全て対を作っている。いわゆる A 型の超転位である。同図 (B), (C) はそれぞれ電子顕微鏡内で 200°C、300°C で 30 分間時効した後に、それぞれの温度で同じ視野を撮った写真である。A 型の超転位の幅が広がっているのが明確に認められる。また、これらの時効前は転位線に凹凸が見られるが、時効後には転位線は滑らかである。同図 (D) は時効後、室温に降ろした同じ視野の写真である。いったん時効により広がった超転位の幅はもとに戻らない。この超転位の幅が広がる現象は不可逆過程である事を示す。誘導磁気異方性の時効効果も不可逆過程であることと一致する [10]。超転位の幅が広がる割合は、時効による誘導磁気異方性の増加の割合とほとんど一致する。 r_0 の増加が 150°C から 300°C での時効による誘導磁気異方性の増加の原因と結論付けられる [10]。

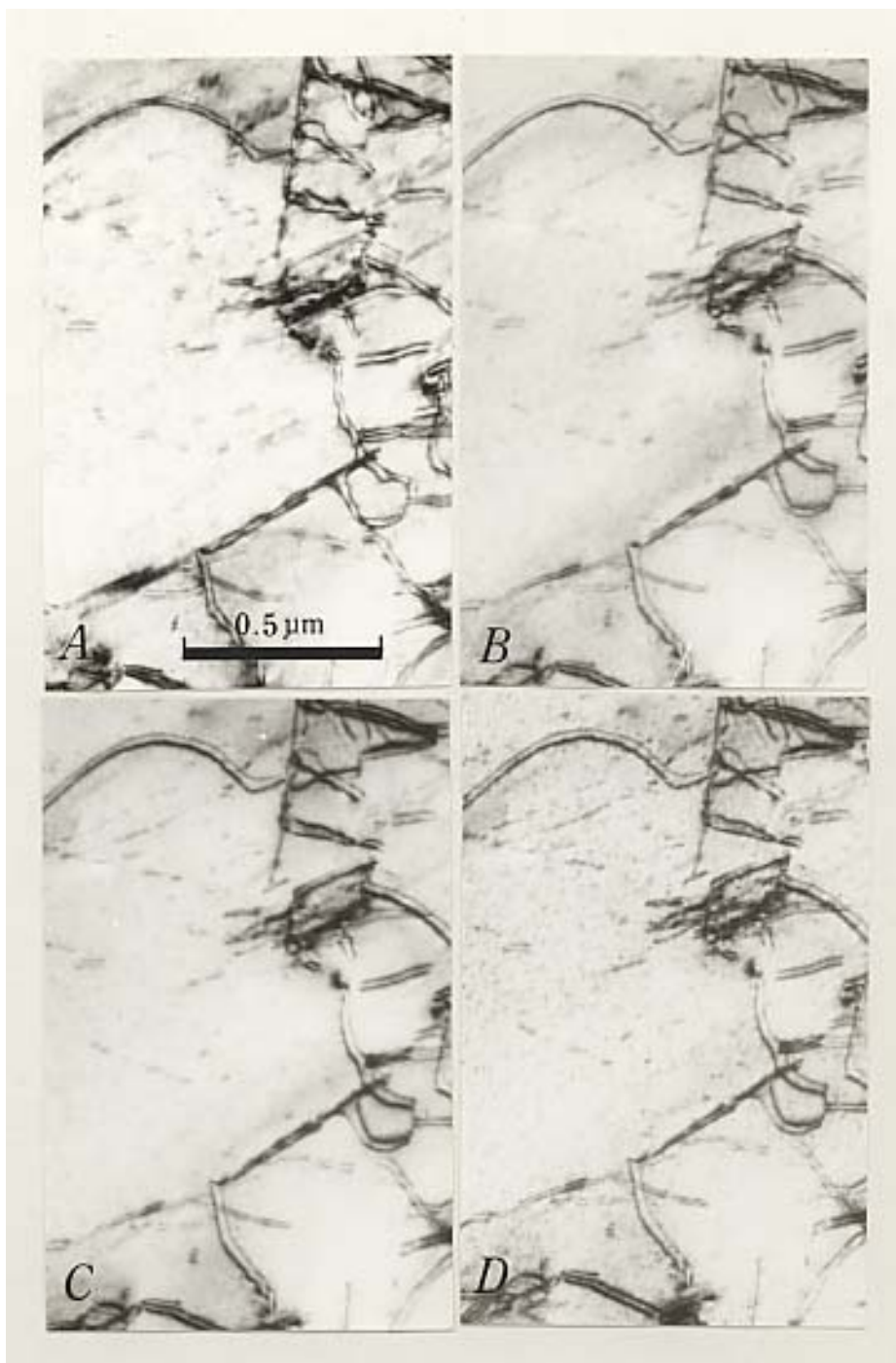


図 4-10 電子顕微鏡写真 $T_a=RT$ (A), $T_a=200^\circ\text{C}$, (B) 300°C (C), 200°C , 300°C 時効後室温 (D)

次に時効により超転位の幅が広がるメカニズムについて説明する。結晶中に

は転位の運動を妨げる種々の障害物が存在する。対を組んだ転位がすべり運動する場合にも、当然障害物と相互作用をする。変形応力を取り除くと、これまで運動していた転位はエネルギー的に安定な位置に留まる。その際に、障害物にピン留めされるために超転位の幅が (4-11) 式で与えられる値よりも小さいと考えられる。図 4-10 (A) で転位線がなめらかでないのは障害物にピン留めされるためである。障害物にピン留めされた転位が温度の上昇に伴い熱活性化され、障害物を飛び越え、安定な位置に移り、(4-11) 式の r_0 に近づく。時効後の転位線は比較的なめらかなのはそのためである。

2% 圧縮変形した誘導磁気異方性 K'_σ は時効により減少し、200°C 付近で極小値を取る (図 4-9 b 参照)。熱的逆位相境界と超転位による誘導磁気異方性 K_p は 300°C の時効では変化しない。時効する前は(4-27) 式で、 K_p の方が $[K_\sigma^A(\rho_1) + K_\sigma^A(\rho_2)] \cos 2\phi$ より大きい。時効前は $K_p - [K_\sigma^A(\rho_1) + K_\sigma^A(\rho_2)] \cos 2\phi = 1.8 \times 10^3 \text{ erg/cm}^3$ であり、 $\Psi = 66^\circ$ である。150°C 以上の温度で時効すると超転位の幅が広がり、 $K_\sigma^A(\rho_i)$ の大きさが増加する。その結果、 $K_p - [K_\sigma^A(\rho_1) + K_\sigma^A(\rho_2)] \cos 2\phi$ は減少する。一方、 $[K_\sigma^A(\rho_1) - K_\sigma^A(\rho_2)]$ はほとんど時効によって変化しない。このことから(4-27) 式で与えられる K'_σ は時効により減少する。(4-33) 式を満たすとき K'_σ は極小となり、(4-26) 式から $\Psi = 45^\circ$ が得られる。この結果は $\Psi = 45^\circ$ で K'_σ が極小を示す実験結果と一致する。

最後に、誘導磁気異方性の時効効果をまとめる。3% 以上の圧縮変形による誘導磁気異方性 $K_\sigma^A(\rho_i)$ は 150°C 以上の温度で時効することにより増加し、400°C まで増加し続ける。これは超転位の幅 r_0 が増加するためである。3% 以下の圧縮変形では誘導磁気異方性 K'_σ は時効と共に減少し、極小値を取った後に増加する。これは誘導磁気異方性 K_p が $K_\sigma^A(\rho_i)$ より大きいため起こる。

誘導磁気異方性は 400°C 以上の温度で時効により急激に減少する。これは超転位間に存在する Fe-Fe 原子対は 400°C での時効により壊れ 487°C ではほとんど消えてしまう。一方 K_p は 487°C から減少し始め、530°C での時効で消える。これはこの温度が規則-不規則変態温度に対応しており、熱的逆位相境界の再配列が起こるためである。Ni₃Fe 規則合金の圧延磁気異方性は原子対モデルに起因すると結論される。

4-3 Fe₃Al 結晶における誘導磁気異方性

塑性変形に伴う誘導磁気異方性の例をもう 1 つ取り上げる。Fe₃Al 規則合金でも塑性変形により 1 軸性の誘導磁気異方性が生ずる。誘導磁気異方性の磁化容易方向は Ni₃Fe 規則合金と異なり、その大きさは 1 桁大きい。この誘導磁気異方性も Ni₃Fe 規則合金で展開した考え方で説明できる。Fe₃Al 規則合金には 2 つの規則格子 D0₃ 型と B2 型があり、D0₃ 型には 2 種類の逆位相境界が存在し、超転位も 4 本の部分転位から構成される。本論に入る前に Fe₃Al 規則合金の超転位と逆位相境界を説明する。

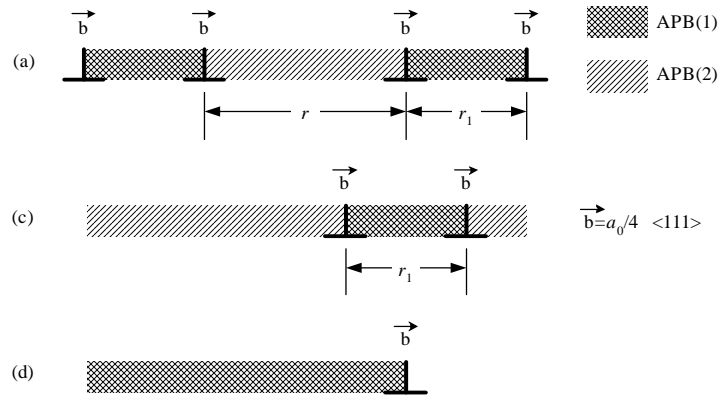


図 4-11 D0₃型規則格子超転位の 2 次元図

最初に Fe₃Al D0₃ 型規則合金の超転位について述べる。D0₃ 型規則状態ではすべり面は {110} であり、バーガス・ベクトルは $(a_0/4)\langle 111 \rangle$ である。最初の転位がすべると、すべり面上に 1 型の逆位相境界ができ、2 番目の転位はすべり面上に 2 型の逆位相境界を作る。3 番目の転位は再び 1 型の逆位相境界を作り、4 番目の転位はすべり面の原子配列を初めの状態に戻す。このように D0₃ 型規則合金では 4 本の部分転位が 1 組となって運動し、転位間には 2 種類の逆位相境界が存在する。この 4 本が 1 組の超転位を (a) 型の超転位と呼ぶ (図 4-11 参照)。2 型の逆位相境界エネルギーは 1 型に比べて小さいことが予想される。その結果 2 番目と 3 番目の部分転位間距離は逆位相境界エネルギーに縛られずに自由に動くことができ、1 番目と 2 番目の転位は対を組んで運動する。同じ

ように3番目と4番目の部分転位も対を組む。このような転位を(c)型の超転位と呼ぶ。また、4本の部分転位が完全にばらばらに分布する超転位も観測される。このような転位を(d)型の超転位と呼ぶ(図4-12参照)[12][13]。Fe₃Al DO₃型規則合金では図4-11のような3つの型の超転位が観測される。応力歪曲線は特徴的で5つのステージに分かれる(図4-12参照)。圧縮変形の初期では(a)型の超転位が応力-歪曲線のステージIとIIを支配する。ステージIIIとIVでは(c)型の超転位が主に観察される。最後のパラボリックなステージVで

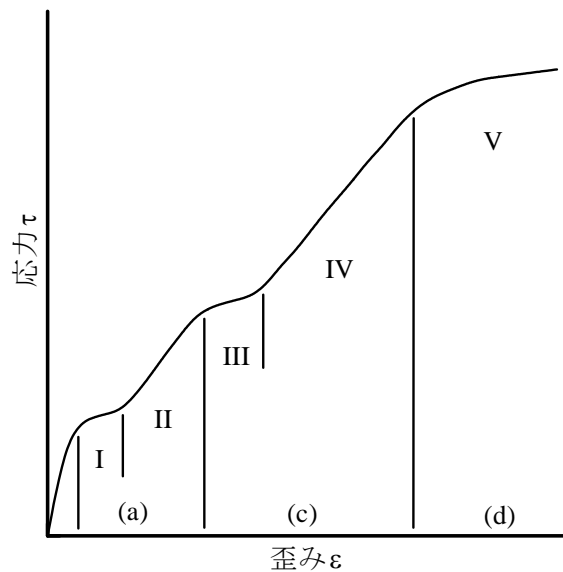


図4-12 Fe₃Al 規則合金の応力-ひずみ曲線

本1本独立して分布する(d)型の超転位が塑性変形を支配する。実際の応力-歪み曲線ではこれら5つのステージが必ず現れるとは限らない。現れるステージは規則合金のAl濃度、圧縮変形の温度、結晶方位に対する引っ張り軸、規則度等に依存する[12][13]。

4-3-a DO₃型規則構造に対する誘導磁気異方性

DO₃型規則構造では2本の転位が対又は、4本の転位が束となっており、転位間には逆位相境界ができています。例えば、(011)および(011)面上にできた2型の逆位相境界を挟んで、Al-Al原子対が第2隣接の位置で[010]と[001]方

向に並ぶ。このAl-Al原子対の配列はバーガス・ベクトルには依らず、すべり面に依存する。逆位相境界の面積は(4-10)式で与えられる。(a)型の超転位の場合には転位間距離 r は一定値 r_0 を取るので、積分は簡単に計算される。積分範囲を単位体積にとると、積分値は $r_0 \rho / 4$ となる。よって (a)型の超転位によって [010] 及び [001] 方向に作られる Al-Al 原子対の数は

$$N_{Al-Al}^{010} = N_{Al-Al}^{001} = \frac{r_0 S^2 \rho}{2\sqrt{2}a^2} \quad (4-35)$$

で与えられる。 r_0 は電子顕微鏡で観察され、ラセン転位に対しては 28.7 nm, 刃状転位に対しては 11.1 nm である[7]。

ステージ III 及び IV を支配する (c)型の超転位では図 4-11-b のように対の転位がすべった後に 2 型の逆位相境界が残る。前と同じように 2 つの互いに共役なすべり面 (011), (011) が働くとする。もし、(c)型の超転位が結晶中に均一に分布する場合、(c)型の超転位が第 2 隣接の位置に作る単位体積当たりの Al-Al 原子対の数は、

$$N_{Al-Al}^{010} = N_{Al-Al}^{001} = \frac{\sqrt{2}S^2}{a^2} \sqrt{\rho} \quad (4-36)$$

で与えられる。誘導磁気異方性は転位密度の平方根に比例して増加する。

図 4-11-c に示すような (d) 型の超転位が結晶中に均一に分布する場合は、超転位が第 2 隣接の位置に作る単位体積当たりの Al-Al 原子対の数は、

$$N_{Al-Al}^{010} = N_{Al-Al}^{001} = \frac{S^2}{a^2} \sqrt{\rho} \quad (4-37)$$

となる。

塑性変形による誘導磁気異方性は超転位の型に依存し、転位密度の簡単な関数で表わすことができる。(a)、(c) 及び (d) 型の超転位による誘導磁気異方性の大きさをそれぞれ K_o^a , K_o^c 及び K_o^d とすると、塑性変形による誘導磁

気異方性の一般式は

$$K_{\sigma} = \omega_a K_{\sigma}^a + \omega_c K_{\sigma}^c + \omega_d K_{\sigma}^d \quad (4-38)$$

で与えられる。ここで、 ω_i は i -型の超転位の荷重で、 $\omega_a + \omega_c + \omega_d = 1$ を満足する。また、 ω_i は結晶の規則度、Al の濃度、塑性変形の温度や変形速度に依存する[6]。

4- 3- b Fe₃Al - B2型規則構造に対する誘導磁気異方性

次に Fe₃Al が B2 型規則構造をとる場合について述べる。B2 型規則状態では Fe 原子が角の格子点を占め、Fe 原子と Al 原子が体心の格子点をランダムに占める。塑性変形前に、Al-Al 原子対が第2隣接の位置で3つの〈100〉方向に等確率で存在する。すなわち、

$$N_{Al-Al}^{100} = N_{Al-Al}^{010} = N_{Al-Al}^{100} \quad (5-39)$$

である。従ってこれらの原子対は誘導磁気異方性を作らない。

塑性変形により転位が発生し、すべり面上を運動すると、すべり面上に2型の逆位相境界が作られる。この逆位相境界を挟んで、Al-Al 原子対は第2隣接の位置には存在しない。例えば、すべり面(011)上の逆位相境界では〔010〕及び〔001〕方向には Al-Al 原子対は存在せず、その数が相対的に減少する。しかし、〔100〕方向の Al-Al 原子対はそのまま残り、その結果、〔100〕方向の Al-Al 原子対が相対的に増加する。相対的な〔100〕方向の Al-Al 原子対の増加は誘導磁気異方性を発生させる。同じすべり面に対して、B2 型規則構造の誘導磁気異方性の磁化容易方向は D0₃型規則構造では磁化困難方向となる。

B2 型規則構造では2つの型の超転位が考えられる。部分転位が対を組む場合と独立に分布する場合である。電子顕微鏡観察では前者の超転位が主に観察される。これは逆位相境界エネルギーが大きいためである。ここでは2つの型の超転位に対して誘導磁気異方性の大きさを求める。

初めに対を組んだ超転位を取り扱う。すべり面は(011)と(011)とする。塑

性変形によって作られる逆位相境界の面積は (4-10) 式によって与えられる。一方、B2 型規則合金の体心格子点間の原子対は、Al-Al, Al-Fe, Fe-Al, Fe-Fe 原子対が等確率で存在するので、Al-Al 原子対が存在する確率は 1/4 である。よって (011) 面の単位面積当たり [010] 方向に並んだ Al-Al 原子対の数は $\sqrt{2}/a_0^2$ である。従って塑性変形による [010] 及び [001] 方向の Al-Al 原子対の数の変化は

$$\Delta N_{Al-Al}^{010} = \Delta N_{Al-Al}^{001} = -\frac{r_0 S^2 \rho}{2\sqrt{2}a_0^2} \quad (4-40)$$

となる。負の符号は減少を表わす。対を組んだ超転位が作る誘導磁気異方性は転位密度に比例して増加し、その磁化容易方向は [100] となる。

独立した転位の分布では、逆位相境界を作っている転位間距離は転位密度及びその分布に依存する。転位が均一に分布する場合、[010] 及び [001] 方向の Al-Al 原子対の数の減少は

$$\Delta N_{Al-Al}^{010} = \Delta N_{Al-Al}^{001} = -\frac{S^2 \sqrt{\rho}}{2a_0^2} \quad (4-41)$$

で表される。誘導磁気異方性は転位密度の平方根に比例して増加する。独立に分布する超転位が作る誘導磁気異方性の大きさは DO_3 型規則構造の (d) 型超転位が作る誘導磁気異方性と同じになる。しかし、一方の磁化容易方向は他方の磁化困難方向である。

Fe-Al B2 型規則構造は 50 at% Al までの広い濃度範囲で存在するが室温で強磁性を示すのは Al の濃度が 35 at. % までで、それ以上では常磁性を示す。Fe-30 at. %Al 規則合金で塑性変形に伴い非常に大きな磁気異方性が観測される。強い磁気異方性のため、4.2 K の温度で 15 T の磁場を加えても飽和しない。この磁気異方性は第 5 章で取り扱う。

4- 3- c 実験結果との比較

誘導磁気異方性の大きさは転位密度の簡単な関数となる。DO₃型とB2型規則構造では原子対が作られるメカニズムが異なるため、同じすべり系に対して一方の磁化容易方向が他方の磁化困難方向となる。理論結果と実験結果の比較を示す。

図4-13には(001)面に垂直に圧縮変形した後、[001]軸の回りのトルク測定による誘導磁気異方性と歪みの関係を示す。黒丸はDO₃型規則構造をもつ試料で、白丸はB2型の規則構造をもつ試料である。誘導磁気異方性は塑性変形が進むと大きさが増加することが期待される。実際は、DO₃型規則状態の場合では、変形が進むに従って減少し、8%の歪みではほとんど消える。それに対してB2型規則状態では誘導磁気異方性の大きさは8%の歪みまでは単調に増加する。2つの規則状態に対する誘導磁気異方性の異なる変化は塑性変形に寄与するすべり面によって説明される。

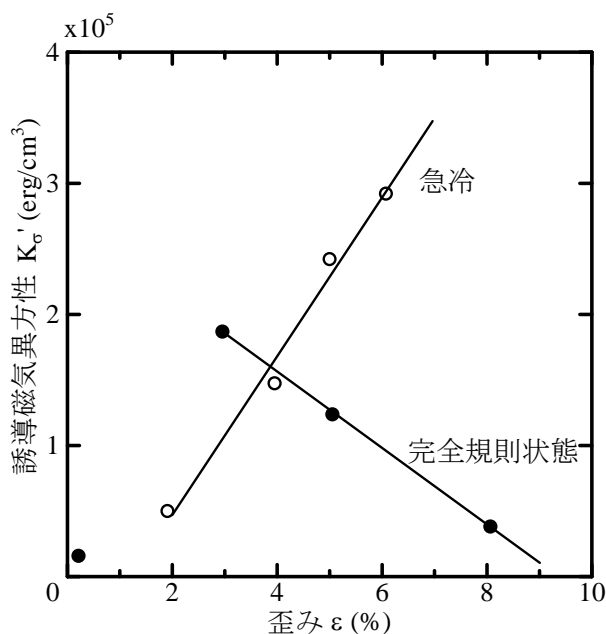


図 4-13 (001)面に垂直に圧縮変形したFe₃AlDO₃型とB2型の誘導磁気異方性と歪みの関係 [001]軸の周りのトルク測定

DO₃型とB2型規則構造に於ける誘導磁気異方性の磁化容易方向はどちらの試料でも(001)面内の1つの<100>方向である。B2型規則状態の場合にはすべり線と磁化容易方向は平行であり、前節で述べたモデルの結果と一致する。

(011)面に垂直に圧縮変形を加えたDO₃型規則構造の試料で、[011]軸の回り

のトルク測定を行った。図 4-14 には誘導磁気異方性の大きさと歪みとの関係

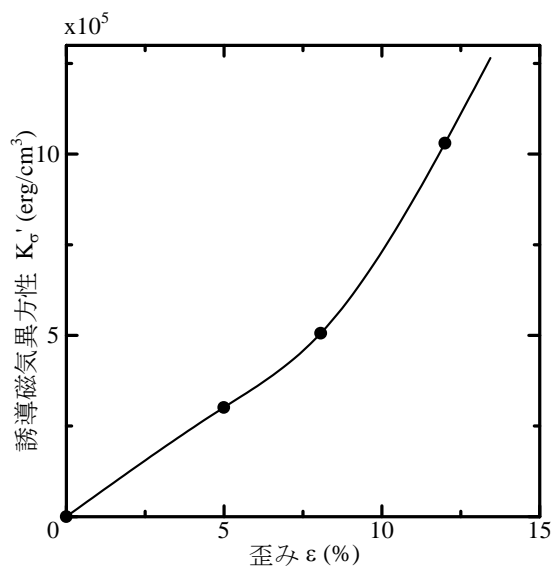


図 4-14 DO_3 型 Fe_3Al も誘導磁気異方性と歪みの関係
(011)面に垂直に圧縮変形し、[011]軸の周りのトルク測定

を示した。誘導磁気異方性は歪みと共に単調に増加する。誘導磁気異方性の磁化容易方向は(011)面内の[100]方向である。誘導磁気異方性の大きさと転位密度の関係を図 4-15 に示した。転位密度は電子顕微鏡観察によって求めたものである。直線は $S = 0.7 \sim 1$ としたときの計算結果である。転位は c 型の超転位に対する計算結果である。破線は d 型の超転位が 4 つのすべり面に均一に分布した場合の計算結果で、同じ転位密度に対し誘導磁気異方性の大きさが最大になる場合である。電子顕微鏡写真観察から求めた転位密度には一般に 30 % 程度の誤差が含まれる。実験誤差を線分で示した。超範囲規則度 S を X 線回折により求めた。その結果 $S = 0.8 \pm 0.1$ であった。実験結果は理論結果より幾分大きい、良い一致を示す。図 4-16 は B2 型構造の試料を(001)面に垂直に圧縮変形した試料の誘導磁気異方性と転位密度の関係の計算結果と実験値の比較である。直線は超転位間の幅 r_2 が $0.2 \mu\text{m}$ 及び $0.4 \mu\text{m}$ としたときの計算結果である。電子顕微鏡観察から超転位間の幅の平均値は $0.4 \mu\text{m}$ に近い値が得られている。

DO_3 型規則状態の試料の(001)面に垂直に圧縮変形を加えた試料では、誘導磁気異方性の大きさと転位密度の関係は図 4-15 や図 4-16 のような簡単な関係

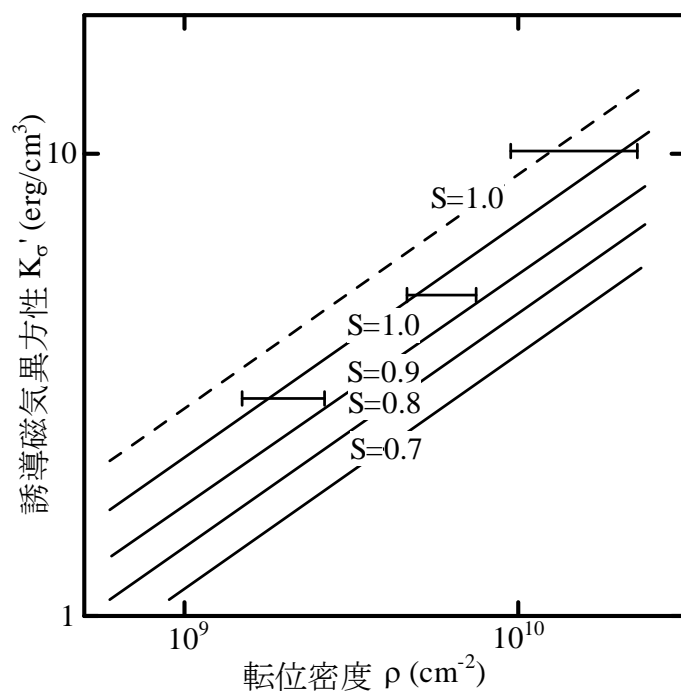


図 4-15 (011)面に垂直に圧縮変形した D0₃型 Fe₃Al の [011]の軸の周りのトルク測定による誘導磁気異方性と転位密度

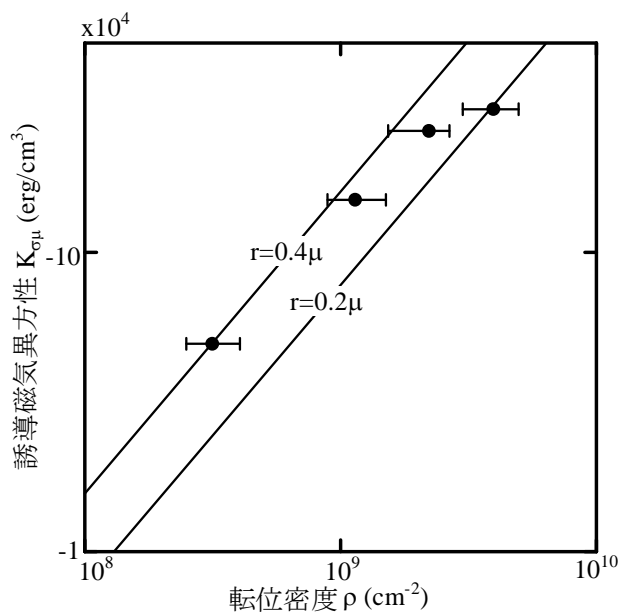


図 4-16 (001)面に垂直に圧縮変形した B2 型 Fe₃Al の [001] 軸の周りのトルク測定による誘導磁気異方性と転位密度の関係

が得られない (図 4-13 参照)。塑性変形と共に転位密度が増加するが、誘導磁

気異方性の大きさは減少する。複数のすべり面が働くことにより、磁化容易方向の異なる磁気異方性が誘導され、それらが互いに相殺し合うためである。

一般に(001)面に垂直に圧縮変形した試料では、(011)、 $(\bar{0}11)$ 、(101)及び $(\bar{1}01)$ がすべり面として働く可能性がある。[001]方向に対してこれらの4つの面は幾何学的に同等であるからである。完全規則状態に近い試料ではこれら4つのすべり面が同等に働いたと思われる。このことは転位の電子顕微鏡観察で確かめた(図4-17参照)。すべり面(011)、 $(\bar{0}11)$ 上の転位は[010]及び[001]方向にAl-Al原子対を作る。この転位の密度を ρ_1 とする。同じようにすべり面(101)、 $(\bar{1}01)$ 上の転位は[100]及び[001]方向にAl-Al原子対を作る。このすべり面上の転位密度を ρ_2 とする。電子顕微鏡から求めた転位密度、 ρ は $\rho = \rho_1 + \rho_2$ である。いま、 $\rho_1 \geq \rho_2$ と仮定する。(4-45)式から、誘導磁気異方性の[001]軸の回りのトルクは

$$L = -\frac{K_1}{2} \sin 4\theta + [K_{su}(\rho_1) - K_{su}(\rho_2)] \sin 2\theta \quad (4-42)$$

となる。 θ は磁化の方向と[100]方向の間の角である。誘導磁気異方性の測定から2つのすべり面に属する転位密度 ρ_1 、 ρ_2 を求めることができる(表4-2参照)。塑性変形が比較的小さいときには特定のすべり面が優先的に働き、その後、他のすべり面も同時に働く。8%の歪みではこれら2組のすべり面

表 4-2 DO₃型規則状態の試料の(001)面に垂直に圧縮変形したときの磁気異方性と転位密度

歪み ε (%)	K_{su} (erg/cm ³)	ρ (cm ⁻²)	ρ_1 (cm ⁻²)	ρ_2 (cm ⁻²)
3	-1.9×10^5	7.2×10^9	4.6×10^9	2.6×10^9
5	-1.2×10^5	8.0×10^9	4.7×10^9	3.3×10^9
7	-0.4×10^5	12.6×10^9	6.6×10^9	6.0×10^9

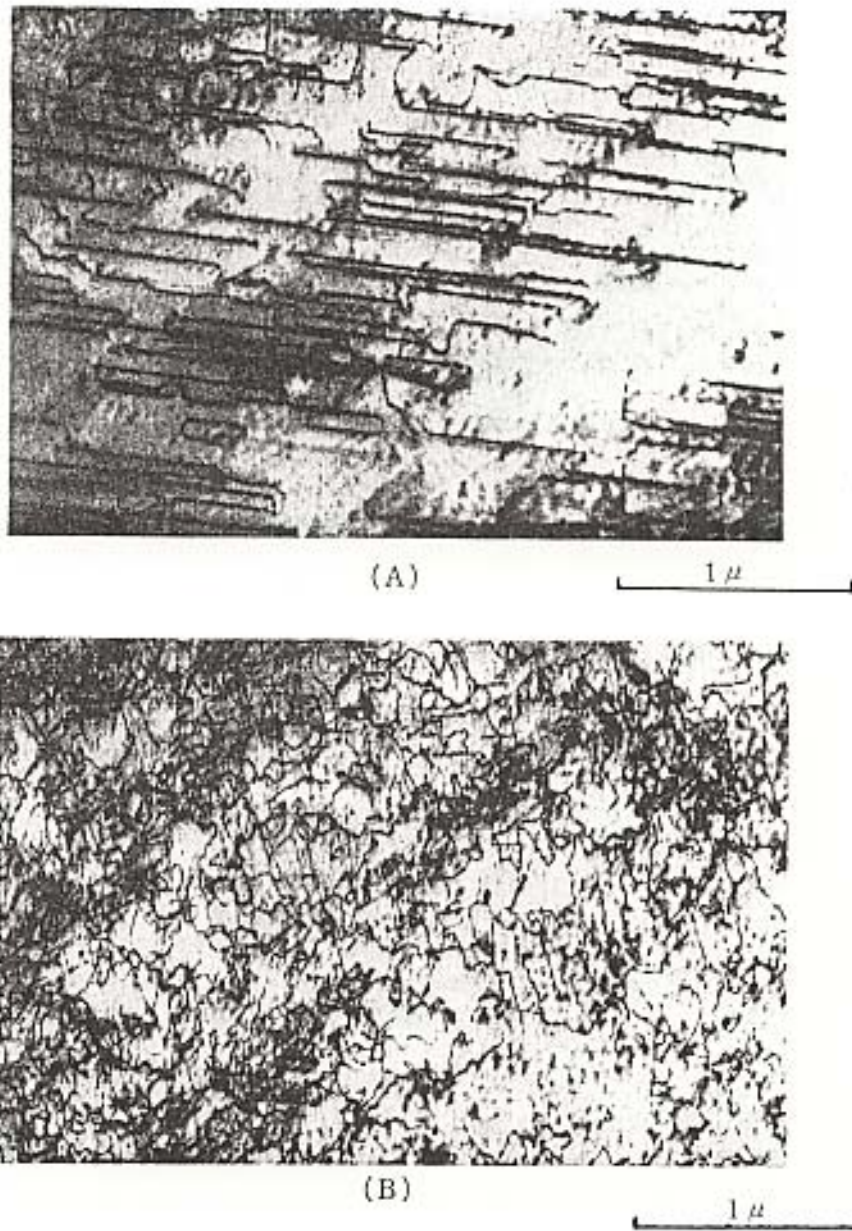


図 4-17 完全に Fe_3AlDO_3 型規則状態での転位分布の電子顕微鏡写真
 (A) $\epsilon=3\%$ 、(B) $\epsilon=8\%$ 、(001)面に垂直に圧縮変形

は同等に働きそれぞれの面に属する転位密度 ρ_1 、 ρ_2 はほとんど等しい。このことは転位の電子顕微鏡観察の結果とも一致する。図 4-17(A), (B)は完全に DO_3 型規則状態に近い試料をそれぞれ (001) 面に垂直に 3%、及び 8% 圧縮変形した試料の

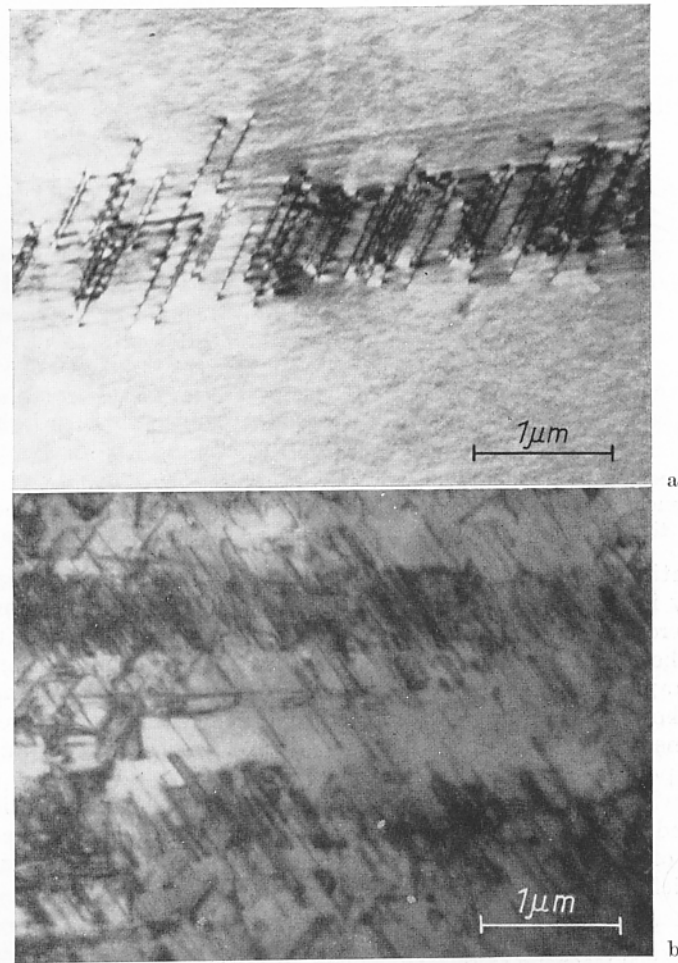


図 4-18 Fe₃Al-B2 型規則状態の転位分布
それぞれ 2%, 6% (001)面に垂直に圧縮変形

電子顕微鏡写真である。歪みが 3%では直線的な転位が {110} 面の 1つに均一に分布する。歪みが 8%の試料では、2つ以上の {110} すべり面が働き、曲がった転位が均一に分布する。

図 4-18は B2 型規則構造の試料を (001) 面に垂直にそれぞれ 2%及び 6% 圧縮変形した試料の電子顕微鏡写真である。写真面は (001) である。2%変形した試料では直線的な転位が不均一に 1つのすべり面にバンドを作って分布する。2%圧縮変形した試料ではバンド間の平均距離は数 μm であった。変形が進むに従ってすべり面間の距離も短くなり、6%の歪みを加えた試料では転位は 1つの {110} すべり面に均一に分布する。1つのすべり面が主に働くため誘

導磁気異方性は相殺せずに単調に増加する (図 4-16 参照)。それに対して図 4-17 (B) では複数のすべり面が働くので DO_3 型規則状態の場合磁気異方性は相殺し消える (図 4-13 参照)。B2 型規則構造をもつ試料では理由が分からないが、1 つの組のすべり面が優先的に働き、この傾向は変形が進んでも変わらない。すなわち、(4-42) 式で $\rho_2 = 0$ となる。2 型の逆位相境界の幅 r_2 が $0.4 \mu\text{m}$ に近いことを図 4-18 の電子顕微鏡観察の結果から確認できる。圧縮変形が進むに従って逆位相境界の幅が減少する。図 4-16 に示すように計算結果と実験結果は良い一致を示す。

Fe_3Al DO_3 型の規則-不規則遷移温度は 550°C である。圧縮変形による誘導磁気異方性は 550°C 以下の時効で消滅することが期待される。次に、誘導磁気異方性の原因として第 1 章で述べた磁気弾性効果の寄与を調べる。

図 4-19 は誘導磁気異方性の時効による変化を示す。 Fe_3Al DO_3 型規則合金を (011) 面に垂直に 4% 圧縮変形し、各時効温度で 1 時間時効後、室温で誘導磁気異方性を測定し、回復過程を調べた。 100°C 以下の温度での時効では誘導磁気異方性はほとんど変化が見られないが、 140°C 付近で、誘導磁気異方性は急激に減少し、 150°C 以上での時効では減少の割合も緩やかになる。 220°C では誘導磁気異方性の 80%以上が消えるが、約 20%は消えずに残る。

誘導磁気異方性の時効による消失過程は空孔の助けを借りた原子の拡散で、Fe-Fe 原子対が壊れるために起こる。誘導磁気異方性の時効による消失過程から Fe_3Al 金属間化合物中の Al 原子の熱活性化エネルギー 0.83 eV が求められる [14]。

時効する前と後で転位分布に全く変化が見られないことを電子顕微鏡観察で確かめた [14]。誘導磁気異方性が 400°C での時効でほとんど消えることから、誘導磁気異方性の原因の 1 つである磁気弾性相互作用による効果は非常に小さい。

逆位相境界で第 2 隣接の位置で規則的に並んだ Al-Al 原子対が 140°C の時効で壊れ始める。 200°C の時効では Al-Al 原子対は局所的に壊れずに残っていると思われる。逆位相境界が完全に壊れ塑性変形前の状態に戻る温度は 550°C 付近であるはずであるが、 400°C での時効で規則的に並んだ Al-Al 原子対が完全に消失する。同じ現象は Ni_3Fe 規則合金でも見られた。超転位間の逆位相境界は熱的逆位相境界に比べて不安定である事に因る。

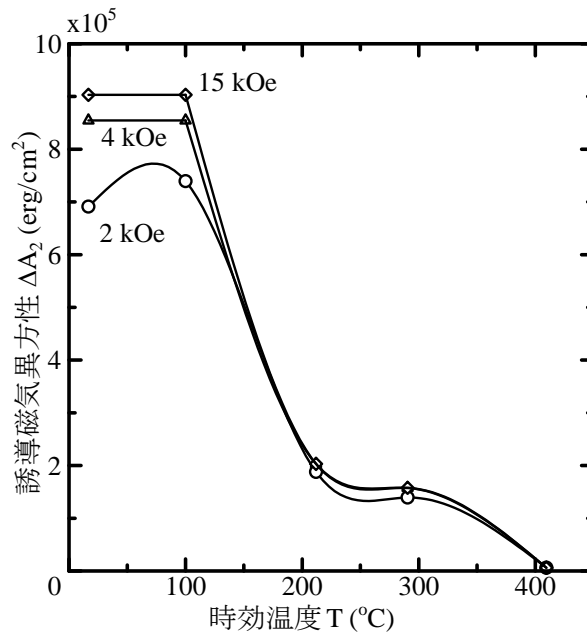


図 4-19 Fe₃Al の誘導磁気異方性の時効による回復過程
圧縮変形後各温度で 1 時間時効

Fe₃Al 規則合金の誘導磁気異方性も Ni₃Fe 規則合金と同様に、原子対モデルの方が支配的であることが時効効果から示された。Fe-Al 規則合金の原子の配列に伴う磁気異方性やその他の磁氣的物理量の変化は第 5 章で再び取り扱う。

参考文献

- [1] W. Six, J. L. Snoek and W. G. Burgers, De Ingenier **49**, (1934), pp195
- [2] S. Néel, J.. Phys. Radium, **15** (1954), pp. 225
- [3] S. Taniguchi and M. Yamamoto, Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ. **A6** (1954) pp. 330
- [4] S. Chakazumi, K. Suzuki and H. Iwata, J. Phys. Soc. Japan, **12** (1957), pp.1295
- [5] S. Chakazumi, K. Suzuki and H. Iwata, J. Phys. Soc. Japan, **15** (1960), pp.250
- [6] S. Takahashi, phys. stat. sol.(b) **52** (1972), pp.141
- [7] S. Takahashi, phys. stat. sol.(b) **69** (1975), pp.227
- [8] S. Takahashi, phys. stat. sol.(a) **42** (1977), pp.201
- [9] S. Takahashi, phys. stat. sol.(a) **42** (1977), pp.529
- [10] S. Takahashi, phys. stat. sol.(a) **45** (1978), pp.133

- [11] S. Takahashi and H. Kronmüller, *phys. stat. sol.(a)* **61** (1980), pp.207
- [12] H. J. Leamy, F. X. Kayser and M. J. Mstcinkowski, *Phil. Mag.* **20** (1969) pp. 763
- [13] H. J. Leamy, F. X. Kayser and M. J. Mstcinkowski, *Phil. Mag.* **20** (1969) pp. 779
- [14] S. Takahashi, S. Hayashi and M. Yamamoto, *J. Phys. Soc. Japan* **34** (1973) pp. 273