

磁性と転位

岩手大学工学部附属金属材料保全工学研究センター

高橋正氣

はじめに

塑性変形が磁氣的物理量に大きな影響を与えることは古くから知られている。例えば、 Ni_3Fe 、 Fe_3Al や Ni_3Mn などの規則合金に見られる圧延磁気異方性が有名である。圧延磁気異方性の発生メカニズムは1958年に 近角 等が slip-induced directional order モデルで説明した。この考えに辿り着くまでには、多くの議論と実験がなされた。塑性変形により転位が発生し、変形量の増加と共に転位密度が増加する。当時、転位の研究が行われていたが、転位に関する知識は広まっていなかった。その中で、2つのモデルが提案された。どちらのモデルでも結晶中の転位が圧延磁気異方性の発生の原因と考えられた。第1のモデルは転位の周りの応力場が磁気弾性相互作用（磁歪の逆効果）により磁気異方性を発生させるという考えである。この考え方は一旦否定されたが、その後 Max-Planck 研究所 Stuttgart グループにより誘導磁気異方性の存在が Ni, Co や Fe などの金属で理論及び実験的に証明された。一方、 Ni_3Fe 、 Fe_3Al や Ni_3Mn などの規則合金中での転位は超転位と呼ばれ、部分転位間に逆位相境界が存在する。この逆位相境界では規則状態とは異なる原子配列が作られ、塑性変形前には存在しなかった原子対が新しくできる。第2のモデルではこの逆位相境界での原子配列が双極子-双極子相互作用によって圧延磁気異方性を誘導させる。もう1つ良く知られている現象がオーステナイトステンレス鋼に見られるマルテンサイト変態である。塑性変形に伴うマルテンサイト変態により、常磁性から強磁性に遷移する現象がある。この遷移メカニズムは簡単であり、磁性を用いた非破壊検査は容易に見えるが、転位とマルテンサイト変態との相関は複雑である。転位はマルテンサイト変態を阻止する役割を果たすからである。マルテンサイト変態に関する話は別の機会にする。

塑性変形が磁氣的物理量に及ぼす影響は上記に述べたように3つに分類することができる。転位の応力場の影響は全ての強磁性体に見られる。逆位相境界での原子配列の影響は規則合金や金属間化合物に限られる。Fe, Ni, Co などの強磁性金属では後者の効果は期待できない。（註 Ni では部分転位間に積層欠陥が存在しているが、積層欠陥が磁性に及ぼす影響は実験的に確認されていない。）それに対して、強磁性金属間化合物では、超転位の存在は上記の2つの効

果が同時に誘導磁気異方性の原因となる。圧延磁気異方性が近角等によって説明された当時は応力場の影響は無視されていた。転位の周りの応力場と逆位相境界とではどちらの効果が圧延磁気異方性により大きな影響を与えるかが興味深いテーマである。

さらに強磁性体以外の規則合金や金属間化合物で塑性変形が磁性に大きな変化を与えることが発見されている。例えば Ni_3Al 金属間化合物は塑性変形前には弱い強磁性体であるが、塑性変形を加えることにより常磁性に遷移する。この金属間化合物に見られる磁気遷移は転位の周りの応力場によっては説明ができない。超転位間に存在する逆位相境界での原子配列によって説明される。 Ni_3Al 金属間化合物以外にも塑性変形によって起きる磁気遷移は遷移金属を含む規則合金や金属間化合物に多く見られる。これらの金属間化合物では飽和磁化は転位密度の簡単な関数として表わされる。

塑性変形によって原子配列を制御することで磁性の新しい側面を見ることが出来る。例えば、磁気環境効果で最も良く説明できる物質として Fe-Al 金属間化合物が知られている。しかし、これまでの磁気環境効果では説明出来ない現象が発見された。塑性変形を加えた Fe-Al 金属間化合物の磁性もその1つである。実験結果をうまく説明するためには、従来の磁気環境効果のモデルを改め、転位論に基づいた新しいモデルを作る必要が生じる。

磁性と転位の相関を利用し磁気測定により転位に関する情報を得ることが出来る。ヒステリシス曲線から磁化率、保磁力、磁気異方性などを得ることにより結晶内部の転位密度とか転位分布を知ることが可能である。また、規則合金や金属間化合物においても飽和磁化から転位密度及び分布に関する情報を得ることが出来る。転位の観察の方法には電子顕微鏡による方法とか、etch-pit の観察など一般的であるが、磁気的方法は従来の方法にはない特色が有る。

- a. 試料を破壊せずに測定できる。
- b. 試料全体の平均値としての量が求まる。
- c. 測定試料の大きさに制限がない。
- d. 電子顕微鏡では識別が出来ない高密度の転位を測定できる。
- e. 電子顕微鏡観察に比べ測定精度も高い。

これらの特色は電子顕微鏡観察と逆の特性であり、磁気的方法の長所を生かす事により、格子欠陥の研究に対して新しい知見を与えることが期待される。例えば、非破壊検査への応用である。転位は鋼構造物の経年劣化の重要なパラ

メータで、亀裂発生前の材料の脆化を決める。従って、磁気測定により転位密度を定量的に求め、亀裂発生前の経年劣化評価を非破壊的に行うことが可能である。最近、筆者等が Max-Planck 研究所 Stuttgart グループによって築き上げられた伝統的な方法より、精度、感度、情報量、計測し易さの点ですぐれた方法を発見した。この方法はマイナー・ヒステリシス・ループの解析から転位に敏感な新たな物理量を求め、低合金鋼の劣化評価に用いることが出来る。このマイナー・ループの解析も伝統的なヒステリシス・ループの解析も磁壁をセンサとして用いる評価方法である。

塑性変形がマイナー・ループ及びヒステリシス・ループに及ぼす影響は転位と磁壁の静的相互作用である。この静的相互作用に対し、磁気塑性効果は動的相互作用である。磁気塑性効果は磁壁の周期運動が障害物に拘束された転位と相互作用し、転位の運動を助ける現象である。

以上のような「磁性と転位」の話題を数回に分けて、本誌で連載する。具体的内容を以下に示す。

1 章 磁気弾性相互作用の磁化過程への影響

- 1-1 磁気弾性相互作用
- 1-2 Brown の式と交換距離
- 1-3 転位の周りのスピン分布
- 1-4 磁壁と転位の相互作用
- 1-5 保磁力以上の磁場での磁化率
- 1-6 実験結果との比較

2 章 マイナーヒステリシスループと転位

- 2-1 マイナー・ヒステリシスループと磁壁ポテンシャル
- 2-2 マイナーヒステリシスループの解析方法
- 2-3 関係式の物理的意味
- 2-4 実験結果との比較
- 2-5 非破壊検査への応用

3 章 磁気塑性効果

- 3-1 交番磁場中の応力歪み曲線

3-2 応力減少値 $\Delta\tau$ の磁場、温度依存性

3-3 磁気塑性効果の発現メカニズム

4 章 超転位と誘導磁気異方性

4-1 方向性規則配列と磁気双極子-双極子相互作用

4-2 a. Ni_3Fe 結晶に伴う誘導磁気異方性

b. 実験結果との比較

c. 磁気弾性効果と方向性規則配列

4-3 Fe_3Al 結晶における誘導磁気異方性

a. D0_3 型規則構造に対する誘導磁気異方性

b. B2 型規則構造に対する誘導磁気異方性

5 章 塑性変形による磁気遷移

5-1 局在モデルと磁気環境効果

5-2 超転位と逆位相境界

5-3 逆位相境界付近における磁気モーメントの分布

5-4 Ni_3Al 金属間化合物

5-5 Fe-Al 金属間化合物

5-6 Pt_3Fe 規則合金

5-7 Pd_2MnSn Heusler 合金

読者は「磁性」と「転位論」の知識を持っているという前提で執筆した。近角聡信「強磁性体の物理」上下裳華房（1984）参照にして読んで頂ければ本誌の更なる理解の助けになる。

第1章 転位の磁化過程への影響

強磁性体には磁歪という現象がある。この現象は消磁された強磁性体が磁化するとその外形が僅かに変化する。例えば、Ni の丸棒を長さ l の方向に沿って磁化すると δl だけ縮む。この比を磁歪定数 λ で表す。すなわち、

$$\lambda = \delta l / l \quad (1-1)$$

となる。 λ の符号は正の場合は伸びを表し、負の場合は縮みを表す。一般に λ は結晶方位に依存する量である。磁気モーメントの方向は磁化容易方向に向いている。例えば Ni では磁化容易方向は $\langle 111 \rangle$ である。外部から磁場を加え、磁化すると磁気モーメントの方向は磁化容易方向から回転する。この異方性エネルギーの増加が結晶の弾性エネルギーを減少させ、その結果、結晶の外形が変化する。これとは逆に応力を加え結晶の外形を変化させると、外部磁場が無くても磁気モーメントは磁化容易方向からずれる。この現象は磁歪の逆効果といい、磁化あるいは透磁率の変化として観測される。

転位の周りには歪みの場が存在する。従って転位の周りでは磁気モーメントが磁化容易方向又は、外部磁場の方向からずれる。磁気モーメントがずれる領域は転位密度の増加と共に広がる。磁気モーメントのずれは磁壁の運動の障害物となる。この効果は磁気異方性、初透磁率、保磁力などの変化として観測される。

磁化過程に及ぼす転位の影響は全ての強磁性体で見られるが、Fe, Co, Ni などの強磁性金属と強磁性金属間化合物や規則合金ではそのメカニズムが根本的に異なる。この章では Fe, Co, Ni などの強磁性金属に於ける転位と磁化過程との相関について説明する。転位が磁化過程に及ぼす影響の研究は Max-Planck 研究所の A. Seeger, H. Kronmüller 等のグループによって長期間行われ、磁気的物理量と転位密度の関係が体系化された[1, 2]。彼等のモデルに沿って転位が磁化過程に及ぼす影響を説明する。このモデルは低合金鋼にも当然適用できる。

1-1 磁気弾性相互作用

磁性体に磁場を加えると、磁性体の外形が変化する。実際の磁性体の歪みは 10^{-5} から 10^{-6} である。自発磁化が $[100]$ に向いたときの $[100]$ 方向の伸びを λ_{100} 、 $[111]$ に向いたときの $[111]$ 方向の伸びを λ_{111} で表す。結晶中には転位による応力場が存在する。応力の大きさを σ とし、その方向余弦を γ_1, γ

2, γ_3 とし、磁気モーメントの方向余弦を $\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3$ とすれば、磁歪の逆効果による磁気弾性エネルギーは次式で与えられる。

$$E_\sigma = -\left(\frac{3}{2}\right)\lambda_{100}\sigma(\alpha_1^2\gamma_1^2 + \alpha_2^2\gamma_2^2 + \alpha_3^2\gamma_3^2 - \frac{1}{3}) \\ -3\lambda_{111}\sigma(\alpha_1\alpha_2\gamma_1\gamma_2 + \alpha_2\alpha_3\gamma_2\gamma_3 + \alpha_3\alpha_1\gamma_3\gamma_1) \quad (1-2)$$

転位の周りでは、磁気弾性エネルギーができるだけ小さくなるように磁気モーメントが分布する。実際、磁気モーメントの向きは磁気弾性エネルギーの他に、他の自由エネルギーによって決まる。

1- 2 B r o w n の式と交換距離

強磁性体内で磁気モーメントの向きを決める要因について述べる。強磁性体では磁気モーメントが互いに平行に保たれる。これは交換相互作用エネルギー E_{ex} を極小にするためである。磁気モーメントは結晶軸に対して勝手な方向を向かず、結晶の対称性によって決まり特定の方向く。例えば、鉄やニッケルではそれぞれ $\langle 100 \rangle$ 、 $\langle 111 \rangle$ 方向を向く。この方向を磁化容易方向という。その結果、結晶磁気異方性エネルギー E_a が極小になる。交換相互作用エネルギーと結晶磁気異方性エネルギーを極小にするために系の磁気モーメントが磁化容易方向を向く。結晶中の磁気モーメントが全て 特定の 1 方向を向くと静磁エネルギー E_s が極大を示す。静磁エネルギーは結晶の表面に現れた S 極と N 極との間に働くクーロンエネルギーに相当する。S 極と N 極が接近すると静磁エネルギーは小さくなる。これら 3 つの自由エネルギーの和が極小になるために磁壁が存在する。磁壁では 1 つの磁化容易方向から他の磁化容易方向へ磁気モーメントが回転している。その結果磁壁の内部では隣接する磁気モーメントは平行から僅かにずれており、磁化容易方向からもずれている。そのため交換相互作用エネルギーと結晶磁気異方性エネルギーが増加するが、その分だけ静磁エネルギーが減少する。さらに歪みの場が存在する場合にはこれら 3 つの自由エネルギーに加え、磁気弾性エネルギー E_σ を考慮する必要がある。外部から系に磁場を加えた場合には外部磁場によるエネルギー E_H も考慮しなければならない。

系全体のスピン分布はこれら 5 つの自由エネルギーの和が極小となる条件により決まる。すなわち、結晶内では

$$\delta(E_{ex} + E_a + E_s + E_\sigma + E_H) = 0 \quad (1-3)$$

を満たすように磁気モーメントは分布する。これは Brown の式と呼ばれる。これらの自由エネルギーは次のように表される。

$$E_{ex} = J[(\nabla \alpha_1)^2 + (\nabla \alpha_2)^2 + (\nabla \alpha_3)^2] \quad (1-4)$$

$$E_a = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^3 + \alpha_2^2 \alpha_3^3 + \alpha_3^2 \alpha_1^3) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots \quad (1-5)$$

$$E_s = -\frac{1}{2} H_s M_s \quad (1-6)$$

$$E_H = H M_s \quad (1-7)$$

J は交換積分、 H_s は漏洩磁場で、 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ は磁気モーメント M_s の方向余弦、 K_1, K_2 は第 1、第 2 結晶磁気異方性定数である。Brown の式の一般的な解を求めることは困難である。特別な場合に計算によって解を求めることができる。例えば、転位などの格子欠陥による磁気モーメントの乱れが小さい場合である

(Brown の近似条件)。この条件は次の 2 つの場合に対応する。結晶磁気異方性が十分強く、転位の周りで磁気モーメントの乱れが小さい場合である。もう 1 つは外部から磁場を加え磁気モーメントの乱れを小さな値に押さえる場合である。Brown の近似条件については次の節で詳しく述べる。

表 1- 1 Fe, Ni, Co の交換距離

交換距離 (nm)	l_s	l_a	l_H
Fe	3.3	20.9	15.3
Co	3.2	5.5	13.6
Ni	7.7	45.3	18.9

A. Seeger, H. Kronmüller らは Brown の式を解くことにより、転位が飽和漸近領域における磁化率に及ぼす影響を調べた。[1] 飽和漸近領域での磁化率は転位密度に比例して増加する。また、転位分布も大きな影響を与える。これは転位の周りでは磁気モーメントが乱れているためである。この磁気モーメントが乱れた範囲を交換距離で表す。3 種類の交換距離が考えられる。漏洩磁場による交換距離 l_s 、結晶磁気異方性による交換距離 l_a 、外部磁場による交換距離 l_H は次の式で表される。

$$l_s = \left(\frac{J}{2\pi M_s^2} \right)^{1/2} \quad (1-8a)$$

$$l_a = \left(\frac{J}{K_1} \right)^{1/2} \quad (1-8b)$$

$$l_H = \left(\frac{2J}{HM_s} \right)^{1/2} \quad (1-8c)$$

実際の鉄、コバルト、ニッケルの室温における交換距離の値を表 1-1 に示す。 l_H の値は外部磁場 $H = 1000$ Oe. としたものである。Brown の近似条件が成り立つためには、外部磁場が飽和に達する領域で交換距離 l_H が寄与する。それより弱い磁場では漏洩磁場による交換距離 l_s 、結晶磁気異方性による交換距離 l_a が有効である。一般にはこれら 3 の効果が相乗し合うので、有効交換距離 l_{eff} は

$$l_{eff}^{-2} = l_s^{-2} + l_a^{-2} + l_H^{-2} \quad (1-9)$$

で与えられる。転位の周りの応力場は短範囲であるが、交換距離の方が長範囲に及ぶ。これは磁気モーメント間の交換相互作用のためである。従って転位の周りの歪の場合より、磁気モーメントが乱れた領域のほうが広範囲に及ぶ。

l_s と l_a は温度依存性があり、室温での値は磁性体の種類に依存する。それに対して l_H は外部磁場の大きさによって変えることができる。転位を磁化測定により観測する際、交換距離を大きくすると感度が良くなる。一方、交換距離を小さくすると空間分解能が高くなる。

1- 3 転位の周りのスピン分布

次に、転位の周りなど局所的な磁気モーメントの分布について述べる。転位などの格子欠陥が存在しない場合には、磁気モーメントは磁壁の内部を除き磁化容易方向を向く。また、外部磁場を加えると、磁壁移動が起こり、磁場がある大きさに達すると磁壁は結晶の外部に出てなくなり、さらに磁場が強くなると磁気モーメントの回転が起こり最終的には飽和に達し、磁気モーメントは外部磁場の方向を向く。しかし、転位の周りでは外部磁場の方向からずれる。磁気異方性エネルギーが十分大きい場合磁気モーメントの磁化容易方向からのずれは小さい。また、飽和に達する少し前では、外部磁界からのずれが小さい。このような 2 つの場合に Brown の方程式 (1-3) 式の解が求まる。

例えばニッケルの交換積分は $J = 0.9 \times 10^{-11}$ J/m、結晶磁気異方性の係数は室温で $K_1 = -5.7 \times 10^3$ J/m³ である。外部磁場がない場合には、交換距離 l_a は、

$$l_a = (3J/2|K_{||}|)^{1/2} \quad (1-10)$$

$$= 40nm$$

となる。又、外部磁場が 10^3 Oe の場合、磁場による交換距離は $l_H=19nm$ である。強い磁場の下では転位によるスピンのずれは急速に小さくなり、 l_H は外部磁界によって決まる。ここで問題を簡単化して、磁歪が等方的と仮定する。すなわち、 $\lambda_{100}=\lambda_{111}=\lambda_s$ とおく。磁気モーメントの磁化容易方向からの平均のずれを、 η とすれば、転位による磁気弾性エネルギーは

$$E_\sigma = K_\sigma \sin^2 \eta \quad (1-11)$$

で与えられる。n 個の転位がグループ化して分布する場合、 K_σ は

$$K_\sigma = \left(\frac{3}{4}\lambda_s\right)^2 3.0 \frac{G^2 b^2 N_o}{4\pi|K_{||}|} c_o \left\{ n \ln \frac{1}{2} \frac{R_o}{l_H} \right. \quad (1-12)$$

$$\left. - 2 \left[\sum_{i \neq j} \ln \frac{R_{ij}}{l_K} + F_o \left(\frac{R_{ij}}{l_K} \right) \right] \right\}$$

で与えられる[2]。ここで、 R_{ij} はグループ中での転位 i と転位 j の間の距離で、 R_o は平均転位グループ間距離である。 F_o は ゼロ次のハンケル関数である。 N_o は転位グループの密度で、転位密度 ρ との間には $\rho = nN_o$ の関係がある。 c_o は転位線の応力行列の異方性に依存する係数で、転位と外部磁場との相対的位置を表す関数である。例えば、刃状転位に関しては

$$c_o = 8\beta_1^2(1-\beta_1^2) + 2\beta_3^2(1-\beta_3^2) \quad (1-13)$$

$$+ (16\nu^2 - 8\nu)\beta_2^2(1-\beta_2^2)$$

$$+ 2(1-\beta_2^2 - 6\beta_1^2\beta_3^2) - 16\nu\beta_1^2\beta_2^2$$

が得られる[2]。 β_1 、 β_2 、 β_3 はそれぞれ外部磁場に対する一ガス・ベクトル、転位線及び滑り面の法線方向の方向余弦である。 c_o は飽和漸近領域での磁化率の異方性を表し、転位分布と密接に関係する。外部磁場がバーガス・ベクトルの方向に平行の場合には $c_o=2$ ，転位線に平行な場合には $c_o=0$ である。グループの中の転位間距離 R_{ij} が小さく、転位同志が強く相互作用し合っている場合には、 $l_K \gg R_{ij}$ と近似できる（図 1-1c, d 参照）。この場合(1-12)式は

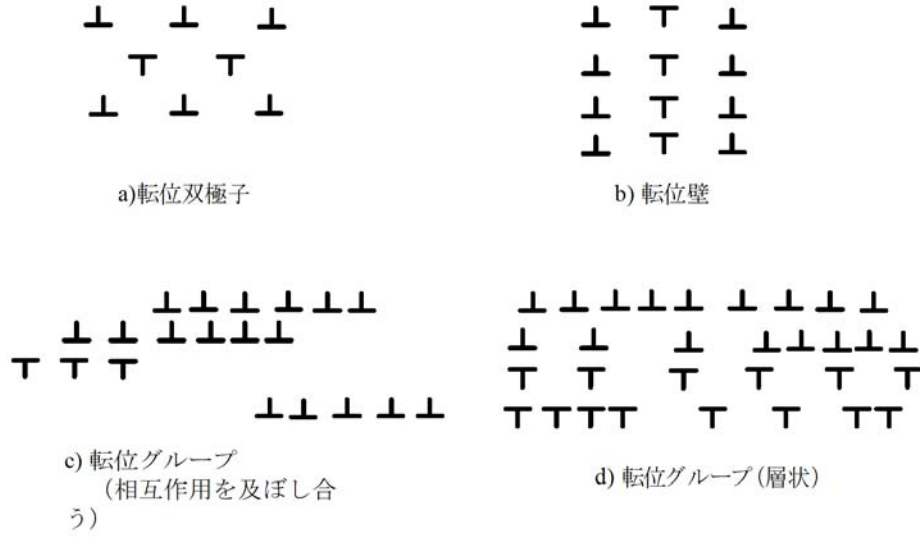


図 1- 1 4つの典型的な転位分布

$$K_{\sigma} = \left(\frac{3}{4}\lambda_s\right)^2 3.0 \frac{G^2 b^2 \rho}{4\pi|K_I|} n \ln \frac{1}{2} \frac{R_o}{l_k} \quad (1-14a)$$

となる。これは n 個の転位が束になり、バーガス・ベクトル $B = nb$ の巨大転位に対応する。これとは逆に個々の転位が独立して分布する場合には $l_H \ll R_{ij}$ と近似し、(1-12)式で $F_o(R_{ij}/l_H)$ が無視でき

$$K_{\sigma} = \left(\frac{3}{4}\lambda_s\right)^2 3.0 \frac{G^2 b^2 N_o}{4\pi|K_I|} c_o \left\{ n \ln \frac{1}{2} \frac{R_o}{l_H} - 2 \sum_{i \neq j} \ln \frac{R_{ij}}{l_k} \right\} \quad (1-14b)$$

となる。従って、転位が存在するときの磁気異方性定数 K_{eff} は結晶磁気異方性が加算され、

$$K_{eff} = K_1 + K_{\sigma} \quad (1-15)$$

で与えられる。

次にもう 1 つの Brown の近似条件である、飽和に達する前の領域について説明する。磁気モーメントはほとんど外部磁場 (y 軸方向) に平行に向くので、磁気モーメントの方向余弦は

$$\begin{aligned} \eta_1 &\cong \eta_3 \cong 0, \\ \eta_2 &\cong 1 \end{aligned} \quad (1-16)$$

を満たし、さらに、 η_2 は

$$\eta_2 = \sqrt{1 - \eta_1^2 - \eta_3^2} = 1 - \frac{1}{2}(\eta_1^2 + \eta_3^2) + \dots \quad (1-17)$$

と表すことができる。このような条件の下では Brown の式は線形となり、色々な転位分布に対して解が求まる。例えば簡単な例として、x-z 面内で応力行列は有限の値をもち、それ以外ではゼロと仮定する。また、 σ_{xy} のみゼロでないとすれば、

$$\eta_2 = \eta_0 \exp\left(-\frac{y}{l_{eff}}\right) \quad (1-18)$$

$$\eta_3 = 0$$

となる。ここで、 η_0 は x-z 面内の $y = 0$ における磁気モーメントのずれの角度で、応力源の強さによって決まる。一般的には η_i のフーリエ変換を $\eta_i^f(k)$ とすると、 $\eta_i^f(k)$ は

$$\eta_i^f(k) = \frac{f_i(k)}{k^2 + l_H^{-2}} + \frac{l_H^{-2} k_i (g_1 k_1 + g_3 k_3)}{(k^2 + l_H^{-2})[k^4 + (k^2 + l_s^{-2})k^2 - l_s^{-2} k_2^2]} \quad (1-19)$$

となる。パーセバルの等式より、 η_i と $\eta_i^f(k)$ との間には

$$\eta_i^2 = \frac{1}{V} \iiint |\eta_i^f(k)|^2 d^3k \quad (1-20)$$

が成り立つ。特別な場合に対して具体的に η_i を求める。転位が 1 本 1 本独立に分布し、バーガス・ベクトルの方向に磁場が加えられたときには、

$$\begin{aligned} \eta_i = & \frac{Gbl_H}{8\pi A(1-\nu)} \left[\left\{ F_1\left(\frac{r}{l_H}\right) - \frac{r}{l_H} \right\} \{ C_1^{(i)} \sin \phi + D_1^{(i)} \cos \phi \} \right. \\ & \left. + \left\{ F_3\left(\frac{r}{l_H}\right) - \frac{r}{l_H} - \left(\frac{2l_H}{r}\right)^3 \right\} \{ C_3^{(i)} \sin 3\phi + D_3^{(i)} \cos 3\phi \} \right] \end{aligned} \quad (1-21)$$

となる。ここで、 i は 1 又は 3 で、 r は転位線に沿った極座標の値であり、 ϕ は r とバーガス・ベクトルのなす角である。 F_n は n 次の modified ハンケル

関数、係数 $C_n^{(i)}$, $D_n^{(i)}$ は磁歪定数及び転位線の方角と磁場の方向によって決まる。具体的に、ニッケルにおける刃状転位に対して計算された結果を図 1-2 に

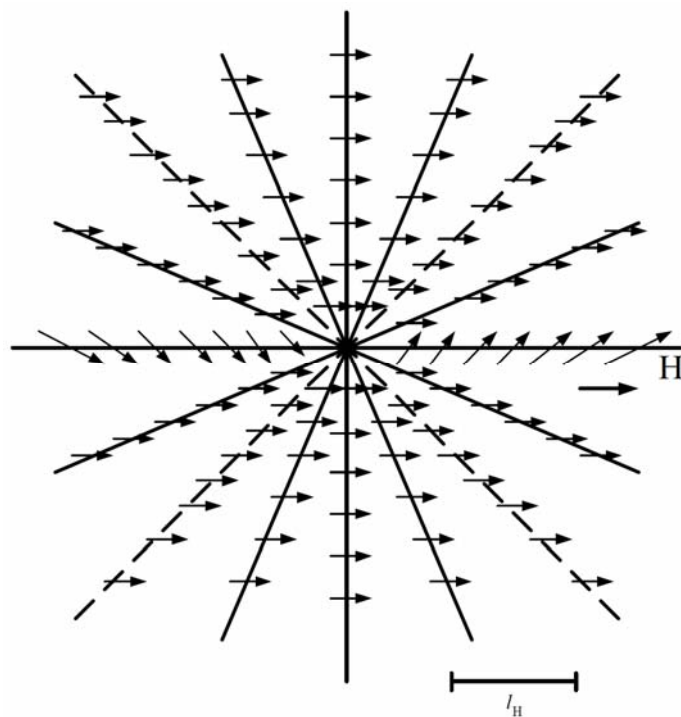


図 1- 2 刃状転位の周りのスピン分布[2]

示した[1]。外部磁場の強さを 1000 Oe の場合である。交換距離 $l_H = 19 \text{ nm}$ である。図中転位の周りで磁気モーメントの外部磁場方向からのずれは 5 倍に拡大されている。転位線の中心では磁気モーメントは外部磁場の方向から大きくずれ、転位線から十分離れたところでは磁気モーメントのずれは $1/r$ に従ってゼロに収束する。この章で転位が磁化過程に及ぼす影響を考える際に、この図を頭に描くことにより、理解が容易になる。

1- 4 磁壁と転位の相互作用

磁化過程において、磁場が小さい領域では磁壁の移動が重要な役割を果たす。前節で転位の周りで磁気モーメントが磁化容易方向からずれることを説明した。転位が磁壁の内部に存在すると、転位は磁壁内の磁気モーメントの分布を乱し磁壁から力を受ける。逆の見方をすれば磁壁は転位から力を受け、転位は磁壁移動に際して障害物となる。転位が 180° 磁壁の内部で受ける力は磁化過程に影響を与える。磁壁の内部では磁気モーメントが磁化容易方向からずれるので、磁歪の効果により歪みが存在する。別の見方をすれば、磁壁は歪の壁と言える。

転位が歪みの場から受ける力は一般的に Peach-Koehler の式で与えられる。すなわち、転位が磁壁の内部で受ける力は

$$P^w = \int (dl \times \sigma^M b) \quad (1-22)$$

で与えられる。ここで、 σ^M は 180° 磁壁の応力行列の成分で、 dl は転位線の線分で、積分は転位線に沿って行う。

転位が磁壁の内部で受ける力を求める際に、転位を単純化し直線とみなし、Bloch 磁壁に平行に存在すると仮定する。(1-22) 式は

$$P_z^w = \sigma_{11}^M l_y b_x - \sigma_{22}^M l_x b_y + \sigma_{12}^M (l_y b_y - l_x b_x) \quad (1-23)$$

となる。ここで、 l_x, l_y, l_z は転位線ベクトルの成分であり、 b_x, b_y, b_z はバーガス・ベクトルの成分である。この力は転位線又はバーガス・ベクトルが Bloch 磁壁に垂直である場合、ゼロである。

具体的に転位線が 180° 磁壁の中で受ける力を鉄の場合について計算する。鉄の磁化容易方向は $\langle 100 \rangle$ であり、 180° 磁壁は $\{110\}$ 面に平行に存在する。転位線を直線とし (110) 面に平行にとり、バーガス・ベクトルを $(a/2)[111]$ とする。(1-23) 式は

$$P_z^w = \sigma_{11}^M l b_x - \sigma_{22}^M l b_y \cos \beta + \sigma_{12}^M (l b_y \sin \beta - l b_x \cos \beta) \quad (1-24)$$

となる。ここで β は転位線と x 軸となす角である。 180° 磁壁の内部の応力行列は次の式で表される。

$$\sigma_{11}^M = -[\frac{3}{2} \lambda_{100} (-c_{11}' - \frac{1}{2} c_{12}') + \frac{3}{4} \lambda_{111} c_{12}'] \sin^2 \phi \quad (1-25a)$$

$$\sigma_{22}^M = -[\frac{3}{2} \lambda_{100} (-c_{12}' - \frac{1}{2} c_{22}') + \frac{3}{4} \lambda_{111} c_{22}'] \sin^2 \phi \quad (1-25b)$$

$$\sigma_{12}^M = -\frac{3}{2} \lambda_{111} c_{44}' \sin 2\phi \quad (1-25c)$$

ここで、 ϕ はスピンの x 軸に対する角で z の関数である。従って ϕ は磁壁の内部の位置を表し、磁壁の端では 0 と π となる。 c_{ij}' は 180° 磁壁の系の弾性定数であり、弾性定数との間には

$$\dot{c}_{11} = c_{11} - \frac{2c_{12}^2}{c_{11} + c_{12} + 2c_{44}} \quad (1-26a)$$

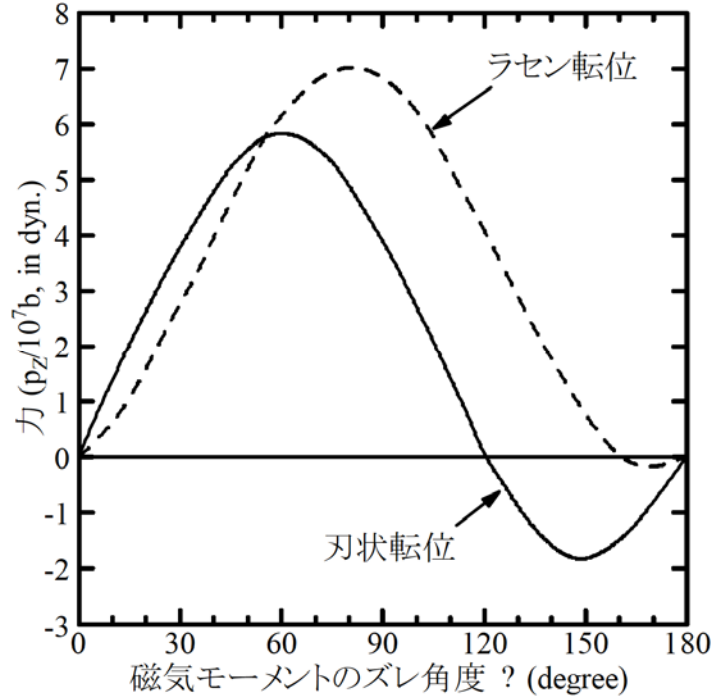


図 1- 3 180° 磁壁の内部でラセン転位が受ける力（力と位置の関係）

$$\dot{c}_{22} = \frac{4c_{44}(c_{11} + c_{12})}{c_{11} + c_{12} + 2c_{44}} \quad (1-26b)$$

$$\dot{c}_{12} = \frac{4c_{12}c_{44}}{c_{11} + c_{12} + 2c_{44}} \quad (1-26c)$$

の関係がある。刃状転位とラセン転位に対して、長さ ℓ の転位線が180°磁壁の内部で受ける力はそれぞれ、

$$p_z = \pm(\frac{1}{3}bl\sigma_{11}^M + \frac{2}{3}bl\sigma_{22}^M + \frac{2\sqrt{2}}{3}bl\sigma_{12}^M) \quad (1-27a)$$

$$p_z = \pm(\frac{2}{3}bl\sigma_{11}^M - \frac{\sqrt{2}}{3}bl\sigma_{22}^M + \frac{1}{3}bl\sigma_{12}^M) \quad (1-27b)$$

である。図 1-3 に刃状転位とラセン転位に対して、転位線が180°磁壁の内部で受ける力を磁壁内の位置の関数で示す。横軸には磁壁内部の転位の位置を磁

気モーメントの回転角 ϕ で表す。磁壁の端は $\phi = 0$ 、 $\phi = 180^\circ$ で中心は $\phi = 90^\circ$ である。ここで 鉄 の室温における磁歪定数、弾性定数は $\lambda_{100} = 22.2 \times 10^{-6}$ 、 $\lambda_{111} = -20.7 \times 10^{-6}$ 、 $c_{11} = 2.41 \times 10^{12} \text{ dyn/cm}^2$ 、 $c_{12} = 1.46 \times 10^{12} \text{ dyn/cm}^2$ 、 $c_{44} = 1.12 \times 10^{12} \text{ dyn/cm}^2$ である。磁壁の内部で転位が受ける力は位置に大きく依存する。力の最大値 P_{\max}^w は

$$P_{\max}^w \approx \lambda_{100} G b l \quad (1-28)$$

となる。 l は磁壁に含まれる転位線の線分である。結晶中で実際磁壁が占める体積の割合を 10^{-4} とすると、転位密度が 10^{10} cm^{-2} の場合、磁壁の内部に 10^6 cm^{-2} の転位が含まれ、転位は磁壁移動に際して障害物として働く。磁壁と転位の相互作用は磁化曲線の初透磁率 χ_0 、保磁力 H_c によって、観測される。初透磁率、保磁力に与える影響を計算する場合 p_z の平均値が必要である。 p_z の平均値及び標準偏差はそれぞれ、

$$M(p_j) = \frac{1}{d} \int p_j(z) dz \quad (1-29a)$$

$$\begin{aligned} D(p_j) &= \frac{1}{d} \int z^2 p_j(z) dz \\ &= M(p_j^2) - M^2(p_j) \end{aligned} \quad (1-29b)$$

となる。ここで d はそれぞれ磁壁の幅ある。

次に初透磁率を求める。消磁状態近くで外部から微小磁場を加え、磁壁を僅かに変位させる。そのときの磁壁の位置エネルギー変化を

$$(E_w)_{x=0} = \frac{1}{2} \alpha_0 x^2 \quad (1-30)$$

とする。ここで、 α_0 は定数であり、 x は壁の変位である。初期過程では磁壁は可逆的に移動すると仮定する。初透磁率は

$$\chi_0 = \frac{4M_s^2 F \cos^2 \phi}{\alpha_0 L} \quad (1-31)$$

によって与えられる。ここで、 F は単位体積当たりの磁壁の面積で L は磁壁の平均距離である。 α_0 は磁壁移動の際に障害物から受ける力であるので、転位が障害物として働く場合の α_0 の値は Träuble によって計算されている[2]。そ

の結果、 α_0 は

$$\alpha_o = \left[\frac{1}{\pi} \frac{2F\rho}{L_3} \int (dP^w / da)^2 dx \right]^{1/2} \quad (1-32)$$

となる。従って、初透磁率と転位密度との間には

$$\chi_o \propto \frac{1}{\sqrt{\rho}} \quad (1-33)$$

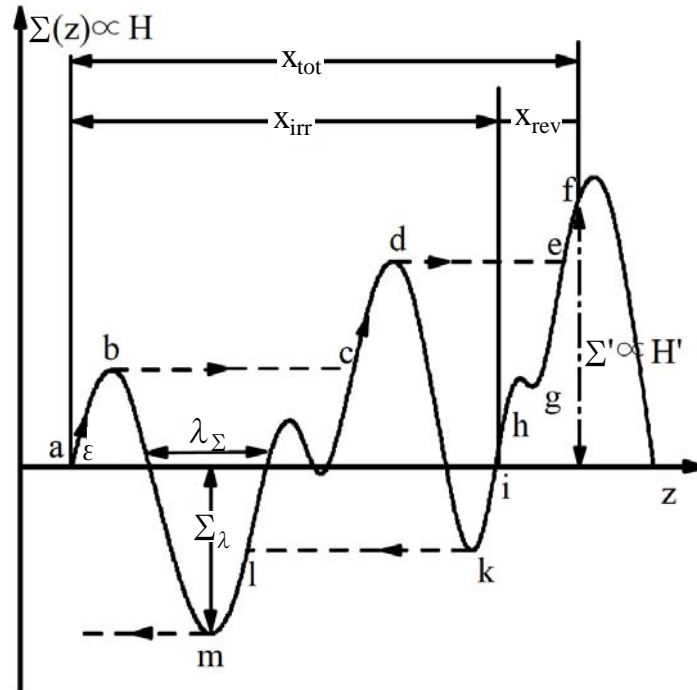


図 1-4 磁壁の位置エネルギーとヒステリシス曲線

という関係が最終的に得られる。

保磁力 H_c は磁壁の位置によるエネルギー E_w の最大値と関係する。外部磁場を増加するに従って磁壁が障害物からの力に打ち勝って移動する。外部磁場 H と障害物からの力 $\partial E_w / \partial x$ が釣り合う条件は

$$\frac{\partial E_w}{\partial x} = 2M_s F H \cos \phi \quad (1-34)$$

である。磁壁が位置エネルギーの幾つかの山 (b, d) を越すと磁界をゼロにして

も元には戻らない(図 1-4)。点 e で磁界を減少させると k, l を辿り、磁界がゼロでは l に留まり、逆方向に磁場を増加すると山 m を越すが、元の位置 a には戻らない。ある限界磁場 H_c に達すると、磁壁はいつきに位置エネルギーの山 Σ_k を越し結晶の外に出てしまう。この限界磁場が保磁力である。従って、保磁力は(1-34)式より

$$H_c = \frac{1}{2M_s F \cos \phi} \left(\frac{\partial E_w}{\partial x} \right)_{\max} \quad (1-35)$$

となる。位置エネルギーから受ける力の最大値 $(\partial E_w / \partial x)_{\max}$ が転位による場合には近似的に(1-24)式となり、保磁力は転位密度及びその分布に依存する。上の計算は 1 枚の磁壁に対して計算したが、実際の結晶では磁壁は複雑に分布している。磁壁の分布を簡単化し、磁壁が平行に L_3 の間隔で並んでおり、磁壁に対する位置エネルギーの周期を $2 L_0$ (図 1-4 参照) とすれば、

$$H_c = \frac{\ln L_3}{2\sqrt{\pi} L_0 M_s F \cos \phi} \left(\frac{\partial E_w}{\partial x} \right)_{\max} \quad (1-36)$$

となる。位置エネルギーから受ける力の最大値 $(\partial E_w / \partial x)_{\max}$ の平均値と転位密度との相関も Träuble によって計算された[2]。

$$\left\langle \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{\max} \right\rangle = \left[\frac{F \rho}{2\pi L_3} \int (P^w)^2 dx \right]^{1/2} \quad (1-37)$$

従って、保磁力と転位密度との関係は

$$H_c \propto \sqrt{\rho} \quad (1-38)$$

となる。

転位分布との関係を簡単に触れる。転位が不均一（集団化分布）する場合と均一に分布する場合では保磁力に与える影響が異なる。取り扱いを簡単にするために転位が全て磁壁に平行に存在すると仮定する。全転位のうち 1 本 1 本独立に分布する転位の割合を ζ で表すと、 n 本の転位が集団で分布する場合の転位集団密度 N_0 は

$$N_0 = \rho(1 - \zeta) / n \quad (1-39)$$

と表すことができる。全転位が1本1本独立に分布する場合には $\zeta = 1$ ，すべての転位が集団で分布する場合には、 $\zeta = 0$ となる。実際の結晶では独立に分布する場合と 集団で分布する場合とが混在する。従って、実際の結晶の保磁力は

$$H_c = \sqrt{\zeta + (1 - \zeta)n} H_c^s \quad (1-40)$$

と表すことができる。 H_c^s は全転位が独立に分布（均一分布）する場合の保磁力である。保磁力の値は集団で分布する場合、独立に分布する場合の $n^{1/2}$ 倍である。転位が集団で分布する場合には独立に分布する場合の方が保磁力の値が大きいのは、1つの磁壁の中で転位が集団化し、バーガス・ベクトル $n\mathbf{b}$ として力を及ぼすためである。

磁壁の内部に含まれる転位の数が多ければ力も大きくなる。磁壁の幅 d は

$$d = \pi \sqrt{\frac{J}{K_1}} \quad (1-41)$$

で与えられる。観測温度を変えることにより、磁壁の幅を変化させ、磁壁内に含まれる転位の数を変化させることが可能である。鉄の結晶磁気異方性定数 K_1 の温度変化を図 1-5 に示した。 K_1 は 800 K で急激にゼロになる。この温度付近で磁壁の幅が増加する。従って、この温度近くで保磁力は急激に増加し、初透磁率は減少することが期待され、実験的にも確かめられている[3]。

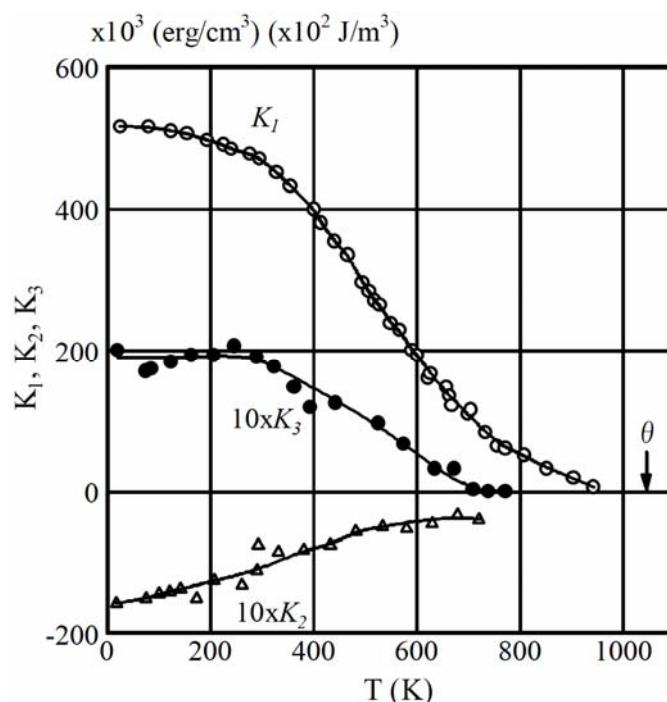


図 1- 5 鉄の結晶磁気異方性定数の温度変化

1- 5 保磁力以上の磁場での磁化率

転位はそれ自身歪みの場で理論的には距離の逆数に比例して、遠方まで存在し、転位の周りでは新たな磁気異方性が存在する。その磁気異方性は転位密度、転位分布、転位の種類の関数である。この転位による誘導性磁気異方性エネルギー $E_o(\rho, \zeta, \beta, \theta)$ は 転位密度 ρ 、転位分布を表すパラメータ ζ 、転位の種類を表すパラメータ β 、磁気モーメントの方向 θ の関数によって表される。

前節では測定磁場が比較的大きな領域での磁化率を取り扱った。この場合は転位芯に近い磁気モーメントの変化が磁化率を与える。それに対して、転位の芯から比較的離れた磁気モーメントの分布が磁化率に大きな影響を与える。外部磁場 H の大きさがある程度大きく、磁気モーメントの方向も磁界の方向から大きくずれていない場合には磁化率の大きさは近似的に次式によって与えられる。

$$\chi_c = \frac{\partial M}{\partial H} = \frac{c}{H^3} \quad (1-42)$$

ここで c は

$$c = \frac{1}{M_s^2} \left(\frac{\partial \mathcal{E}_\sigma}{\partial \theta} \right)^2 \quad (1-43)$$

である。パラメータ c は転位密度に比例して増加する。すなわち、

$$c \propto \rho \quad (1-44)$$

が得られる[3]。

パラメータ c は 50 0e と非常に弱い磁場に対する磁気モーメントの変化である。転位芯から離れた磁気モーメントは転位の応力場による異方性の影響より、結晶磁気異方性や表面による影響を強く受ける。しかし、転位密度が 10^9 cm^{-2} 以上である場合とか、セル構造をとり内部応力が超範囲に及ぶ場合には低磁場でも磁化率から転位の情報を得る事ができる[4]。

この磁化率についての研究は比較的新しく、転位の分布、磁化率の異方性の問題は今後理論的に調べる必要がある。

1-6 実験結果との比較

これまで初透磁率 χ_i 、保磁力 H_c 、飽和漸近領域における磁化率 χ_s と転位密度 ρ 及び転位分布との関係を理論的に説明をした。結果をまとめると、

$$\begin{aligned} \chi_i &\propto \rho^{-1/2} \\ H_c &\propto \rho^{1/2} \end{aligned} \quad (1-45)$$

$$\chi_s \propto \rho$$

となる。せん断応力 τ と転位密度との間にも簡単な関係がある[2]。応力歪み曲線のステージ I では

$$\rho \propto (\tau - \tau_o) \quad (1-46)$$

の関係がある。ここで τ_o は臨界せん断応力である。従って、

$$\begin{aligned} \chi_i &\propto (\tau - \tau_o)^{-1/2} \\ H_c &\propto (\tau - \tau_o)^{1/2} \\ \chi_s &\propto (\tau - \tau_o) \end{aligned} \quad (1-47)$$

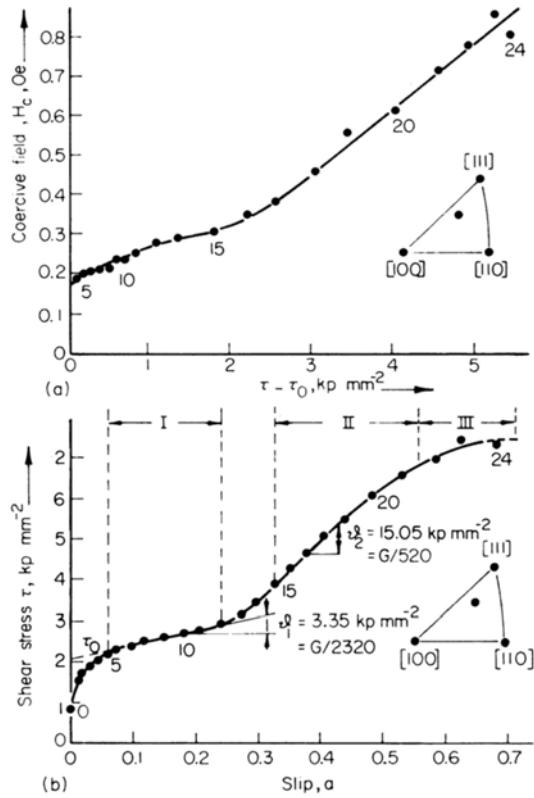


図 1- 6 鉄単結晶の変形応力と保磁力[4]

の関係が得られる。ステージⅡではせん断応力と転位密度との間には

$$\rho \propto \tau^2 \quad (1-48)$$

の相関があるので、初透磁率 χ_i 、保磁力 H_c 、飽和漸近領域における磁化率 χ_s とせん断応力との間には次のような相関がある。

$$\begin{aligned} \chi_i &\propto \tau^{-1} \\ H_c &\propto \tau \\ \chi_s &\propto \tau^2 \end{aligned} \quad (1-49)$$

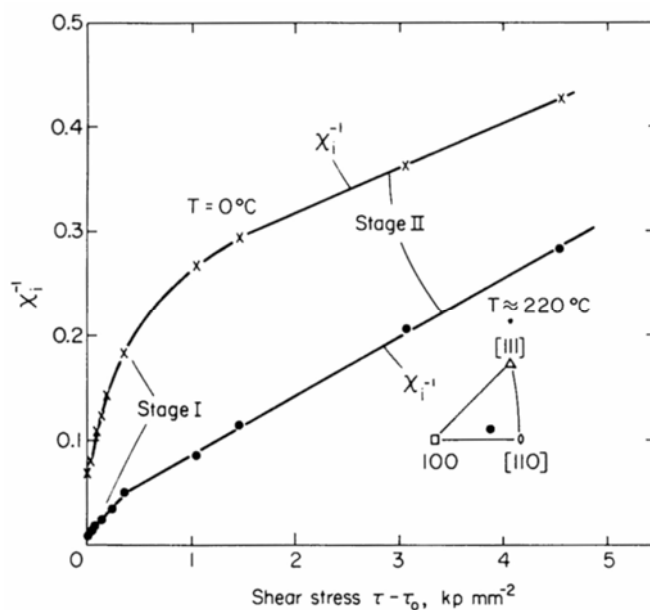


図 1- 7 ニッケル単結晶の初透磁率とせん断応力[5]

初透磁率、保磁力、飽和漸近領域における磁化率と転位密度の相関を直接求める代わりに、(1-47), (1-49) 式の関係が実験的に求められている。図 1-6 には鉄単結晶のせん断応力と保磁力の相関, 応力歪み曲線(b)を示す。測定は室温で行われた。応力歪み曲線を測定しながら、保磁力を同時に計測した[3]。応力歪み曲線のステージ I では(1-47)式の関係、ステージ II, III では (1-49)式の関係が成り立つことを示す。 θ_1, θ_2 はステージ I, II における加工硬化率で G は剛性率である。図 1-7 にはニッケル単結晶の初透磁率とせん断応力との相関が実験的に求められ、理論値との比較された[5]。測定は 0°C 及び 220°C で行われた。

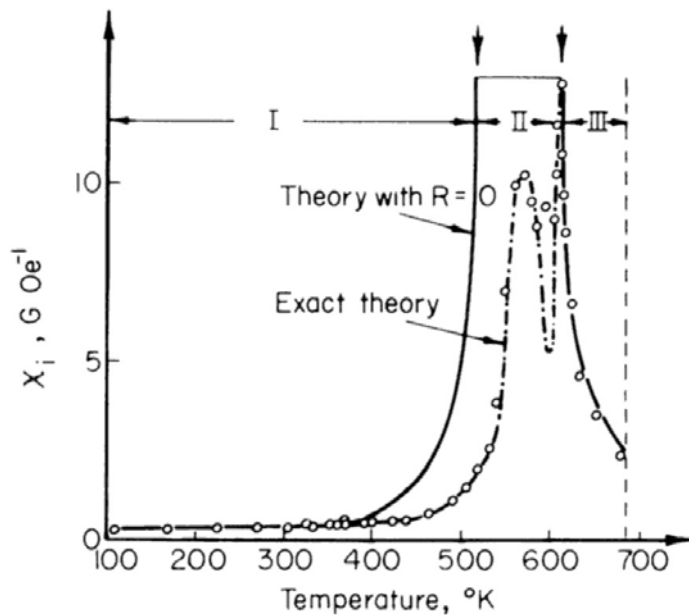


図 1-8 コバルト単結晶の初透磁率の温度依存性。

○ は実験値，実線、破線は理論値[6]

応力歪み曲線のステージ I では(1-47)式の関係、ステージ II では (1-49)式の関係が成り立つことを示す。実験結果は理論的關係 (1-45)式を実証している。

最後にコバルト単結晶の初透磁率の温度依存性を実験的に調べた結果を示す(図 1-8 参照) [6]。コバルトは 1 軸性の強い結晶磁気異方性をもつので温度領域 I, III では転位が初透磁率に及ぼす影響が非常に小さい。温度領域 II では 180° 磁壁が磁化過程に寄与し、転位に敏感であるため、初透磁率が大きく変化する。この実験結果は磁気弾性相互作用と磁気異方性の温度依存性によって定量的に説明できる[2]。

1-7 まとめ

以上のように転位がヒステリシス曲線の形状に大きく影響を与えることを理論的に説明した。この理論的展開は Max-Planck 研究所 Stuttgart グループによって築き上げられたものである。簡単にこれまでの話をまとめると、磁気弾性相互作用との関係を通じ転位の応力場が磁壁の運動、磁気モーメントの回転に影響を及ぼし、ヒステリシス曲線の形状を変化させる。この考えは転位と磁壁の相互作用に止まらず、歪みの場を含む他の格子欠陥に対しても同じ考え方が成り立つ。

最近、これらの研究結果を低合金鋼の経年劣化に対する非破壊検査に応用す

ることを試みている。亀裂発生前の鉄鋼材料の脆化を非破壊的に調べる試みである。筆者も原子炉压力容器の高経年化評価に使うための基礎研究を数年前ら行っている。初透磁率、保磁力、飽和漸近領域における磁化率から転位を含めた格子欠陥の定量的情報を得るための研究である。飽和漸近領域における磁化率を得るためには数百 0e の磁場が計測に必要であることと、反磁場の効果の問題を解決しなければならない。初透磁率を得るためには磁化がゼロの状態を作る必要があり、反磁場の問題もある。また、筆者の経験から磁化過程の初期でも可逆過程は存在しない。実用鋼で初透磁率を精度良く計測することは難しい。実際に非破壊検査に用いることができる物理量は保磁力だけである。保磁力により鉄鋼材料の脆化を十分定量的評価ができる。

転位と磁性の研究は多くの研究者によって引き継がれ、材料評価にも利用されている。この伝統的な手法に対して次章で述べるマイナー・ループによる解析方法も基本的にはこれまで述べた考えと全く同じである。マイナー・ループの場合は磁壁と格子欠陥との相互作用が中心で、狭い範囲を磁壁が変位するときの格子欠陥から受ける力、磁壁の動き安さを観測する方法である。

参考文献

- [1] H. Kronmüller, and Fähnle, M., “Micromagnetism and the Microstructure of Ferromagnetic Solids”, Cambridge University Press, 2003.
- [2] H. Träuble, “*Magnetism and Metallurgy*”, Ed. by A. E. Berkowitz and E. Kneller, Chap. XIII, Acad. Press, 621 1969
- [3] H. Bilger, H. Träuble, Phys. Stat. Sol. **10** (1965) pp.755
- [4] S. Takahashi, J. Echigoya, and Z. Motoki, J. Appl. Phys. **87** (2000) pp. 805-813
- [5] H. Rieger, Z. Angew. Phys. **17** (1964) pp.166
- [6] H. Kronmüller, H. Träuble, A. Seeger and O. Boser, J. Mat. Sci. Eng. **1** (1966) pp. 91

