Ni_{1-x}Mn_x ($x=0.20, 0.21, 0.23, 0.25, 0.27$) 合金の 熱磁気曲線と原子短範囲規則度

Thermomagnetization Curves and Atomic Short-Range Order for Ni_{1-x}Mn_x
($x=0.20, 0.21, 0.23, 0.25, 0.27$) Alloys

岡崎禎子・宮永崇史・對馬正人・近藤祐治・中畑昌樹・遊坐正之・中村直司

弘前大学理学部, 弘前市文京町 3 (〒036)

T. Okazaki, T. Miyanaga, M. Tsushima, Y. Kondo, M. Nakahata, M. Yuza, and N. Nakamura

Department of Physics, Hirosaki University, 3 Bunkyo-cho, Hirosaki 036

The thermomagnetization curves of rapidly quenched Ni_{1-x}Mn_x ($x=0.20, 0.21, 0.23, 0.25, 0.27$) alloys and Ni_{0.79}Mn_{0.21} alloy annealed at 693 K for 200 h and 1,000 h were investigated in the temperature range of 100–650 K. The change in saturation magnetization and Curie temperature with heat treatment and Mn concentration was studied on the basis of the atomic short-range order estimated by statistical and EXAFS methods. The magnetism of these alloys depends on the number of nearest-neighbor Mn atoms around an Mn atom. After annealing for 1,000 h, the thermomagnetization curve of Ni_{0.79}Mn_{0.21} alloy shows a double stage, which consists of the ferromagnetic phase and a long tail above the Curie temperature. The latter was analyzed by using a superparamagnetic model as a random set of ferromagnetic clusters distributed in a nonmagnetic matrix.

Key words: thermomagnetization curve, Ni_{1-x}Mn_x ($x=0.20, 0.21, 0.23, 0.25, 0.27$) alloy, saturation magnetization, atomic short-range order, EXAFS, double stage, ferromagnetic cluster

1. はじめに

Ni₃Mn 系合金は Cu₃Au の規則格子を形成し、それに伴い磁氣的、電氣的挙動が著しく変化する^{1), 2)}。この合金の磁化は Mn 原子の原子短範囲規則に依存し、Mn 原子の最近接 Mn 原子数 n が 3 以下に減少することにより強磁性的結合が増大する^{3)~5)}。ゆえに、不規則状態の Ni₃Mn 系合金を磁場中冷却することにより低温で出現する 1 方向異方性や残留磁化の逆転など、磁氣的挙動は Mn 原子の局所環境効果で説明される³⁾。

我々は、これまで Ni_{0.75}Mn_{0.25} 合金の規則化の伴う平均磁気モーメントの増加は原子短範囲規則度 τ に依存することを報告した⁴⁾。しかし、上述の関係が Ni_{0.75}Mn_{0.25} 以外の近傍で、どのように維持されるか不明である。これらのことを解明するため、Ni と Mn の K-吸収端の EXAFS (広域 X 線吸収微細構造) の測定を行い、原子短範囲規則を調べた⁶⁾。この系では最近接原子として Ni 原子と Mn 原子を区別することは困難ではあるが、Mn と Ni の光電子後方散乱能の違いを利用して、第 1 ピークの強度比から、原子短範囲規則に対応する量 P を導き出した。

本論文の 3.1 では、急冷した Ni_{1-x}Mn_x の $0.20 \leq x \leq 0.27$ 組成範囲の合金について、磁化 M とキュリー温度 T_c が統計的に算出された Mn 原子の最近接 Mn 原子平均数 $\bar{n}$ に依存することを議論する。さらに、Ni_{0.75}Mn_{0.25} 合金について EXAFS 法から求めた P と X 線回折 (XRD) 法より得られた長範囲規則度 S に Cowley の近似式⁷⁾を適用して求めた τ とを比較することにより、熱処理した Ni_{0.80}Mn_{0.20} の τ を決め、 M および T_c の $\bar{n}$ に対する関係を明らかにする。

次に、Ni₃Mn 系合金の熱磁気曲線は、Mn 濃度^{1), 8)}、熱処理温度および時間^{9), 10)}により著しく変化する。特に低規則状態 ($0.44 \geq S \geq 0$) にある Ni_{0.75}Mn_{0.25} 合金の熱磁気曲線は 2 段階 (double stage) になり、低温側の強磁性相と T_c 以上の広い温度範囲に延びる tail が出現⁴⁾する。同様な tail は 693 K で 1,000 h 熱処理した Ni_{0.79}Mn_{0.21} 合金の熱磁気曲線にも現れるが、その磁気構造は明確ではない。本論文の 3.2 では、Ni_{0.79}Mn_{0.21} の 1,000 h 熱処理状態の熱磁気曲線について磁氣的解析を行い、非磁性マトリックス中に分散する強磁性クラスター系であることを報告する。

2. 試料の準備

高周波誘導溶解炉で作成された Ni_{1-x}Mn_x ($x=0.21, 0.23, 0.27$) のインゴットを 1,273 K で 12 h 保持し、均一化処理をした後、偏平楕円体 ($27 \times 4.6 \times 0.5 \times 10^{-9} \text{ m}^3$) と板状に加工し、2 種類共に熱処理をした。不規則状態は 923 K に 0.5 h 保持後、氷水中に急冷する (Q-状態) ことにより、規則状態は 693 K に 200 h と 1,000 h ($A_{200 \text{ h}}$ と $A_{1,000 \text{ h}}$ 状態) 保持して作られた。各試料の磁化は、偏平楕円体試料を用い、サーチコイル法で、100 ~ 650 K の温度範囲で測定された。長範囲規則の有無を調べるため、Ni_{0.79}Mn_{0.21} の $A_{200 \text{ h}}$ と $A_{1,000 \text{ h}}$ と文献 4 で磁化測定に用いた Ni_{0.80}Mn_{0.20} の $A_{200 \text{ h}}$ 状態の試料に対しては、粉末 X 線回折法 (XRD 法) が Cu-K α 線を用い行われた。これらの状態における規則格子線 (110) はピークにはならず、低い隆起を示した。

3. 実験結果と考察

3.1 Ni₃Mn 系合金の磁化とキュリー温度の原子短範囲規則度依存性

Fig. 1 は Ni_{1-x}Mn_x ($x=0.20^{4)}, 0.21, 0.23, 0.25^{4)}, 0.27$) 組成合

Fig. 1 Thermomagnetization curves for $\text{Ni}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x=0.20^{\text{a)}$, 0.21, 0.23, 0.25^{a)}, 0.27) in the Q and $A_{200\text{h}}$ states.

Table 1 Saturation magnetization of $\text{Ni}_{1-x}\text{Mn}_x$ alloys at 0 K, $M_{s,0}$ in an external field of 2.7 kOe, and the Curie temperature, T_c

x	Q state					$A_{200\text{h}}$ state	
	^{a)} 0.20	0.21	0.23	^{a)} 0.25	0.27	^{a)} 0.20	0.21
$M_{s,0}$ [emu·g ⁻¹]	41	40	28	9.6	~1	57	55
T_c [K]	300	270	185	164		366	335

^{a)} Reference 4.

金の不規則状態 (Q-状態) と $x=0.20^{\text{a)}$ と 0.21 の $A_{200\text{h}}$ 状態に対する印加磁場が 2.7 kOe のときの熱磁気曲線である。この図から、 $x=0.27$ 組成合金の 0 K に外挿して得た磁化 $M_{s,0}$ は不規則状態で $1 \text{ emu} \cdot \text{g}^{-1}$ 以下となるが、 x が 0.27 から 0.20 に減少するに伴い、不規則状態でも $M_{s,0}$ は約 $40 \text{ emu} \cdot \text{g}^{-1}$ になり、磁性原子の数が増加する。各熱磁気曲線について磁化 $M_{s,0}$ とキュリー温度 T_c を Table 1 に示す。 T_c はアロット・プロット

法と文献 4 による。 $x=0.20$ と 0.21 組成の $A_{200\text{h}}$ 状態で、 $M_{s,0}$ と T_c は、Q 状態より約 $16 \text{ emu} \cdot \text{g}^{-1}$ と 70 deg 増加・上昇する。この原因は短範囲規則化により Mn 原子の局所環境効果の変化によると考えられる。しかし、XRD 法から両状態の長範囲規則度は $S \sim 0$ である。 Ni_3Mn 系合金の磁性は Mn 原子の最近接 Mn 原子数 n に依存する。つまり、Mn 原子は局所環境効果を受け、 n の数により、A, B, C 三つのタイプに分類される³⁾。

A タイプ: $n \leq 2$ の環境効果を受ける Mn 原子は、最近接原子と強磁性的結合 (交換積分 $J_{\text{ex}} > 0$) を行う。

B タイプ: $n = 3$ の環境効果を受ける Mn 原子は弱い分子場の中にあり ($J_{\text{ex}} \sim 0$), 低温で磁気モーメントはランダムな方向を向き、スピングラスとなる。

C タイプ: $n \geq 4$ の環境効果を受ける Mn 原子は最近接原子と反強磁性的結合 ($J_{\text{ex}} < 0$) を行う。

Mn 原子に対する最近接 Mn 原子の確率 $p^{\text{Mn-Mn}}$ とその平均数 $\bar{n}$ は

$$p^{\text{Mn-Mn}} = C_{\text{Mn}} + (1 - C_{\text{Mn}})\tau \quad (1)$$

$$\bar{n} = 12p^{\text{Mn-Mn}} \quad (2)$$

となり、原子短範囲規則度 τ と Mn 濃度 C_{Mn} により導かれる。さらに、 Cu_3Au タイプの規則格子が形成されると、長範囲規則度 S に伴う τ の変化は Cowley の近似式⁷⁾により

$$\tau = -\frac{16}{9} C_{\text{Mn}}(1 - C_{\text{Mn}})S^2 \quad (3)$$

と表すことができる。不規則状態では $\tau = 0$ なので、 $x=0.20$, 0.21, 0.23, 0.25, 0.27 組成合金の $\bar{n}$ は、(1) と (2) 式より、それぞれ、2.4, 2.52, 2.76, 3.0, 3.24 となる。しかし、 $\text{Ni}_{0.80}\text{Mn}_{0.20}$ と $\text{Ni}_{0.79}\text{Mn}_{0.21}$ 合金の $A_{200\text{h}}$ 状態の τ は、XRD 法により $S \sim 0$ のため (3) 式から決めることができない。

そこで我々は EXAFS を用いて $\text{Ni}_{0.80}\text{Mn}_{0.20}$ 合金の原子短範囲規則度 τ の導出を試みた。Fig. 2 に $\text{Ni}_{0.80}\text{Mn}_{0.20}$ 合金の Ni(a) と Mn(b) の K 吸収端の EXAFS をフーリエ変換したものを示

Fig. 2 Fourier transforms (FT) of (a) Ni^{6+} and (b) Mn K-edge EXAFS of $\text{Ni}_{0.80}\text{Mn}_{0.20}$, and of Ni powder for various annealing times: 0 hours (Q), 10 hours and 200 hours. The k -ranges of Fourier transforms are $2.55\text{--}14.5 \text{ \AA}^{-1}$ for (a) and $2.6\text{--}11.75 \text{ \AA}^{-1}$ for (b).

す。EXAFSの測定と解析法に関する詳しい記述は文献6に述べてある。(a),(b)共に第1ピークには最近接のNiとMn原子からの寄与が含まれているはずであるが、1節でも述べたようにそれらの原子間距離の値が近いと分離することはむずかしい。ピーク強度を見ると(a),(b)共に A_{10h} はQ状態よりも大きくなっているが、 A_{200h} では A_{10h} よりも小さくなっている。これは、局所的な構造の歪みが原因と考えられるが、NiとMnのフーリエ変換の強度の比をとると、その歪みは相殺され、強度比 P は熱処理時間とともに増加する。我々は文献6においてこの P 値が原子短範囲規則度と相関があり、磁化の変化を定性的に説明することを報告した。本論文では文献6において測定されたEXAFSのデータを用いて、以下に示すように、新たに解析することによって短範囲規則度 τ の値を見積もり、それと磁化やキュリー温度との定量的な関係を検討する。

この P の変化はNi原子とMn原子が入れ替わることによって生じるので、 P は τ に比例すると考えられるが、無秩序状態($\tau=0$)では $P=1$ なので $P-1=C\tau$ とおける。そこで、 $\text{Ni}_{0.75}\text{Mn}_{0.25}$ の A_{200h} 試料の結果で規格化することによってこの比例定数 C を求める。 $\text{Ni}_{0.75}\text{Mn}_{0.25}$ 合金に対してはXRD解析の結果と(3)式より、Q状態では $\tau=0$ 、 A_{200h} 状態では $\tau=-0.14$ である。一方、EXAFSから求めた P の値はQ状態を1.0とすると A_{200h} では $P=1.14$ となる。これによって $C=-1.0$ と決定される。Fig. 3はこのようにして規格化された τ の熱処理時間依存性を $\text{Ni}_{0.75}\text{Mn}_{0.25}$ と $\text{Ni}_{0.80}\text{Mn}_{0.20}$ に対して示したものである。規格化は $\text{Ni}_{0.75}\text{Mn}_{0.25}$ の A_{200h} で行ったにもかかわらず、 $\text{Ni}_{0.75}\text{Mn}_{0.25}$ の A_{25h} に対してEXAFSから求めた τ の値がXRDより求められた結果と非常に近い値($\tau \sim -0.03$)を示していることはこの方法の妥当性を示している。さらに、 $\text{Ni}_{0.80}\text{Mn}_{0.20}$ 合金に対してもQ状態の P を1と仮定することによって各熱処理時間に対する τ の値を算出することが可能となる。Fig. 3に示したように A_{200h} の $\text{Ni}_{0.80}\text{Mn}_{0.20}$ においては $\tau=-0.063$ となる。こうしてXRDからでは算出不可能な $\text{Ni}_{0.80}\text{Mn}_{0.20}$ に対する τ をEXAFSから見積もることができた。

Fig. 3 Short-range order parameter τ evaluated by the EXAFS method⁶⁾ for $\text{Ni}_{0.75}\text{Mn}_{0.25}$ and $\text{Ni}_{0.80}\text{Mn}_{0.20}$ as a function of the annealing time. The curve for τ obtained by XRD for $\text{Ni}_{0.75}\text{Mn}_{0.25}$ ⁴⁾ is shown for comparison.

この τ 値を用いることによって、(1),(2)式によりMn原子の最近接Mn原子平均数 $\bar{n}$ を求めることができる。

Fig. 4は各試料の $M_{s,0}$ と T_c の $\bar{n}$ に対する関係を表す。 $x=0.20 \sim 0.27$ のQ状態と $x=0.20$ の A_{200h} (EXAFSより $\tau=-0.063, \bar{n}=1.8$)の $M_{s,0}$ は曲線(1)にプロットされるが、 $3.2 > \bar{n} > 2.4$ の領域で急激に増加しながら $\bar{n}$ に強く依存する。図中、 $x=0.21$ の A_{200h} 状態の τ は $x=0.20$ の A_{200h} の τ と同じと仮定した。また、Satoh¹¹⁾による1,273 Kから急冷した試料による $M_{s,0}$ も $\tau=0$ としてプロットしたが、曲線(1)と良く一致する。曲線(2)は $x=0.25$ 組成合金の $M_{s,0}$ 対 $\bar{n}$ の関係を表すが⁴⁾、曲線(1)と同じような傾向をもつ。曲線(3)は、各試料の T_c 対 $\bar{n}$ の関係を示す。 T_c は $M_{s,0}$ と同様 $3.2 > \bar{n} > 2.4$ 領域で急激に増大し、 $\bar{n}$ に依存する。

Fig. 5は $\bar{n}=2.4$ ($x=0.20$ のQ状態)と $\bar{n}=3.24$ ($x=0.27$ のQ状態)の場合について、 $x=0.25$ のMn原子数を基準として算出した¹²⁾Mn原子が最近接Mn原子数 n の環境にある割合 P_{Mn} [確率 $\times (x/0.25)$]のヒストグラムである。このヒストグラムから $\bar{n}=3.24$ では、Cタイプ($n \geq 4$)の環境効果により、反強磁性的結合をするMn原子数が、Aタイプ($n \leq 2$)の環境効果により、強磁性的結合をするMn原子数を優っていることが分かる。一方、 $\bar{n}=2.4$ では、逆にCタイプのMn原子数よりもAタイプのMn数が優り、強磁性となる。 $\bar{n}$ が3.24から2.4個に減少に伴い、CタイプのMn原子数は急激に減少し、AタイプのMnが徐々に数を増し、 $M_{s,0}$ と T_c が急激に増加・上昇する

Fig. 4 Dependence of the saturation magnetization $M_{s,0}$ and the Curie temperature T_c on the average number $\bar{n}$ of nearest-neighbor Mn atoms around an Mn atom. $M_{s,0}$ and T_c values for $x=0.2$ and $x=0.25$ are from ref. 4.

Fig. 5 Histogram of the distribution of Mn atoms in various environments. P_{Mn} means the probability $\times (x/0.25)$.

と考えられる。

また、Fig. 4 の $\bar{n}=1.8$ に対応する $x=0.20$ より 0.25 組成の $M_{s,0}$ が $10 \text{ emu} \cdot \text{g}^{-1}$ 以上大きくなるのは $n \leq 2$ の環境効果を受ける Mn 原子数が 25% 多いことに起因すると考えられる。

このように $\text{Ni}_{1-x}\text{Mn}_x$ 合金は x が 0.20~0.27 の組成範囲で、その $M_{s,0}$ と T_c が $\bar{n}$ に依存して変化する。文献 4 で述べたように Kakehashi¹³⁾ は Bethe model を用いて、 $x=0.25$ の同組成における飽和磁化の変化が τ に依存することを算出した。文献 4 では、これらの結果と我々の測定結果が、同じ傾向を示すことを述べた。しかし、 $x=0.25$ 近傍で、 $M_{s,0}$ と T_c の組成依存が、Mn 原子の最近接 Mn 原子平均数 $\bar{n}$ によることは、これまで報告されていない。

3.2 非磁性マトリックス中の強磁性クラスター系の解析

Fig. 6(a) は $A_{1,000 \text{ h}}$ 状態の $\text{Ni}_{0.79}\text{Mn}_{0.21}$ 合金に対して、0.10 と 2.7 kOe の磁場を印加した時の熱磁気曲線である。低磁場の磁化 M は 340 K 付近で急激に減少するが、それ以上の高温側では、磁場の増加に伴って M が増加する。314~364 K のアロット・プロット、 M^2-H/M を Fig. 6(b) に示すが、350 K 以上では直線になる。さらに、 $H \rightarrow 0$ に外挿して得られた自発磁化より求めた T_c は 350 K となる。

次に、強磁性相互作用がない $400 \text{ K} < T < 570 \text{ K}$ の熱磁気曲線について超常磁性解析を行う。7 種類の磁場に対して $M-H/T$ をプロットすると、Fig. 7 となり、プロットは一つの曲線に乗り、強磁性クラスターが非磁性マトリックス中に分散した超常磁性であることが分かる。この曲線の原点付近の傾き K_h からクラスターの平均サイズ $\langle m \rangle$ は、

$$\langle m \rangle = \frac{3kK_h}{M(T=0)} \quad (4)$$

Fig. 6 Thermomagnetization curves (a) and Arrott plots (b) for the $A_{1,000 \text{ h}}$ state of the $\text{Ni}_{0.79}\text{Mn}_{0.21}$ alloy.

Fig. 7 Plots of the $M-H/T$ curves for the $A_{1,000 \text{ h}}$ state of the $\text{Ni}_{0.79}\text{Mn}_{0.21}$ alloy between 400 and 570 K. The solid line is a Langevin function fitting the data.

と求められる¹⁴⁾。ここで k は Boltzmann factor, $M(T=0)$ は 0 K におけるクラスターによる磁化を表し、クラスター数を N とすると $N\langle m \rangle$ に等しい。Fig. 7 中の曲線はデータに一致するように決められた Langevin function $L(\alpha)$ であり、 $\alpha \rightarrow \infty (T \rightarrow 0)$ に飽和する磁化が $M(T=0)$ となり、 $10.5 \text{ emu} \cdot \text{g}^{-1}$ と求まる。

これより、 $\langle m \rangle \sim 4,990 \mu_B$, $N \sim 1.9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ となる。この

強磁性クラスターは Ni_3Mn 規則格子と考えられるが、 $\text{Ni}_{0.75}\text{Mn}_{0.25}$ 合金の $A_{1,000\text{ h}}$ 状態では $S=0.95$ 、1原子当たりの平均磁気モーメントは $0.87\mu_{\text{B}}^{(4)}$ となる。ゆえに、クラスターが $S=0.95$ 程度の規則格子から成ると仮定するとそのサイズは約5,700個のNiとMnの原子集団となり、X線回折より Ni_3Mn の格子定数は $3.586\text{\AA}$ となるので、これより求めたクラスターの体積は約 $6.57\times 10^{-20}\text{ cm}^3$ となる。ゆえに全クラスターの体積は $N\times 6.57\times 10^{-20}\text{ cm}^3$ 、すなわち試料全体の12.7%を占めることになる。

Ni_3Mn 近傍組成の合金を熱処理することにより、非磁性マトリックス中に形成される規則格子による強磁性クラスターは磁区をつくり、電子顕微鏡⁽⁵⁾および中性子回折⁽⁶⁾により確認されている。前者は、 480°C で51.5 h熱処理した $\text{Ni}_{0.77}\text{Mn}_{0.23}$ の薄膜で、長さ $160\text{\AA}$ の棒状磁区を観察している。さらに後者は、 450°C で62 h、 $400\sim 420^\circ\text{C}$ で570 h保持した $\text{Ni}_{0.78}\text{Mn}_{0.22}$ に対して、 $47\text{\AA}$ の大きさの強磁性磁区を見積もっている。この磁区がcubicをなし、1辺が $47\text{\AA}$ とすると約8,900個の原子集団となり、我々が $\text{Ni}_{0.79}\text{Mn}_{0.21}$ の $A_{1,000\text{ h}}$ 状態について超常磁性析より求めたクラスターサイズ5,700原子とほぼ等しい。しかし、彼らは、強磁性クラスターと熱磁気曲線の関係については報告していない。

$\text{Ni}_{0.75}\text{Mn}_{0.25}$ 合金の $A_{50\text{ h}}$ 状態に形成された強磁性クラスター・サイズは約2,200原子⁽⁷⁾と見積もられたが、 K_{h} と $M(T=0)$ を正確に決めることが困難であることを考慮すると $\text{Ni}_{0.79}\text{Mn}_{0.21}$ の場合とほぼ同じ大きさである。しかし、 $\text{Ni}_{0.79}\text{Mn}_{0.21}$ の $A_{1,000\text{ h}}$ 状態のXRD測定による規則格子線(110)はピークとして確認できない。このことは、規則格子線の積分強度が基本線の $1/1,320$ と小さいことも一因であろう。

4. ま と め

$\text{Ni}_{1-x}\text{Mn}_x(x=0.21, 0.23, 0.27)$ 合金を作製し、急冷により不規則状態を、 $x=0.21$ 組成合金については熱処理により規則化を行った。各試料に対して熱磁気曲線(100~650 K)の測定とX線回折から規則格子線(110)の有無が調べられた。 $x=0.20$ と0.25については文献4の測定値を用い、解析をした。

これらの結果に、EXAFSから求めた τ を併用して各試料のMn原子の最近接原子平均数 $\bar{n}$ を決めた。

1. $\text{Ni}_{1-x}\text{Mn}_x(0.27\geq x\geq 0.20)$ 組成合金の0 Kでの磁化 $M_{\text{s},0}$ とキュリー温度 T_{c} は n に依存する。特に、 $\bar{n}$ が3.24から2.4個に減少するとともに、 $M_{\text{s},0}$ と T_{c} は急激に増加した。これは、 $n\geq 4$ の局所環境効果にある反強磁性相互作用を持つMn原子が減り、 $n\leq 2$ の局所環境効果にある強磁性相互作用を持つMn原子が増加するためである。

2. 693 Kで1,000 h熱処理した $\text{Ni}_{0.9}\text{Mn}_{0.21}$ 合金の熱磁気曲線は2段階となり、低温側の強磁性とキュリー温度(350 K)以上の広い温度範囲にtailが出現する。後者を超常磁性解析した結果、約5,700個のNiとMn原子の強磁性クラスターが非磁性マトリックス中に分散している系であると考えられる。

文 献

1. S. Kaya and A. Kussmann: *Z. Physik*, **72**, 293 (1931).
2. S. Kaya and M. Nakayama: *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, **22**, 126 (1940).
3. T. Satoh, R. B. Goldfarb, and C. E. Patton: *J. Appl. Phys.*, **49**, 3439 (1978).
4. T. Okazaki: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, 1537 (1995).
5. Y. Takehashi: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **52**, 637 (1983).
6. M. Nakahata, M. Yuza, Y. Kondo, T. Miyahara, and T. Okazaki: *J. de Physique IV (France)*, (1997) 印刷中.
7. J. M. Cowley: *Phys. Rev.*, **77**, 669 (1950).
8. T. Okazaki, R. Miyazawa, and S. Takami: *Mater. Trans. JIM*, **34**, 1 (1993).
9. R. Hahn and R. Kneller: *Z. Metallk.*, **49**, 426 (1958).
10. M. J. Marcinkowski and N. Brown: *J. Appl. Phys.*, **32**, 375 (1961).
11. T. Satoh, C. E. Patton, and R. B. Goldfarb: *AIP Conf. Proc.*, **34**, 361 (1976).
12. M. J. Marcinkowski and R. M. Poliak: *Phil. Mag.*, **8**, 1023 (1963).
13. Y. Takehashi: *J. Magn. Magn. Mat.*, **43**, 79 (1984).
14. K. Siratori, E. Kita, S. Kondo, and H. Ino: *J. Phys. Condens. Matter*, **6**, 9393, 9405 (1994).
15. M. J. Marcinkowski and R. M. Poliak: *Phil. Mag.*, **8**, 1023 (1963).
16. A. Paoletti and F. P. Ricci: *J. Appl. Phys.*, **34**, 1571 (1963).
17. T. Okazaki and Y. Kondo: *Mater. Trans. JIM*, 投稿中.

1997年4月30日受理, 1997年7月8日採録