蒸着媒体の記録再生特性における粒子間相互作用の影響

Effect of Interparticle Interactions on the Read/Write Characteristics of Metal-Evaporated Media

館野 安夫・佐藤 孝典

ソニー株式会社, レコーディングメディアカンパニー,
宮城県多賀城市桜木3-4-1, (〒985-0842)

Y. Tateno and T. Sato

Recording Media Company, Sony Corporation,

3-4-1 Sakuragi, Tagajo-shi, Miyagi-ken, 985-0984

The effect of interparticle interactions on recording characteristics was investigated by computer simulation on an oblique metal-evaporated tape. It was shown that the magnetic anisotropy derived from the interparticle interactions plays an important role in the minor loop magnetization process and the recording mechanism of the medium. In the present study, the interparticle interactions in metal-evaporated media are considered to come mostly from magneto-static interactions. Computer simulation results based on a medium model that takes account of the magnetic anisotropy derived from the interparticle interactions are quite consistent with the data obtained from experimental measurement. As a result, it is suggested that the magnetic anisotropy originated in magneto-static interactions should be considered in order to understand the recording characteristics of the medium.

Key words: interparticle interaction, metal-evaporated tape, magnetic anisotropy, recording mechanism, computer simulation

1. はじめに

計算機シミュレーションの手法を用い、蒸着媒体の記録過程における粒子間相互作用の影響の検討を行った。磁気記録媒体の記録機構を解析する場合、媒体の磁気異方性の情報がその基礎となる。特に、磁化容易軸が傾いている斜方蒸着媒体を用い、リングヘッドによる記録過程を解析しようとする場合、磁気異方性を明らかにすることは重要である^{1)~4)}。既に報告しているように、磁気記録媒体の粒子間相互作用は一種の磁気異方性と考えられる^{5)~8)}。従って、この粒子間相互作用に起因する磁気異方性は、その記録過程に影響を及ぼすものと思われる。本研究では、この相互作用による異方性は、実測結果に基づいたマクロな媒体パラメータとして計算モデルに考慮されている。また、孤立遷移再生波形の

計算機シミュレーションの結果を実測データと比較することにより、蒸着媒体の記録過程における粒子間相互作用の影響を確かめている。

なお、本研究での計算機シミュレーションの対象は、通常のMEテープではなく、蒸着入射角度が約60°のCo-O斜方蒸着媒体である^{9),10)}。ここで、蒸着入射角度は媒体面からの立上がり角度で表し、以下入射角度と呼ぶことにする。通常のMEテープ(入射角度:約30°)の場合、結晶磁気異方性と相互作用異方性の容易軸方向は異なるが⁹⁾、入射角度が約60°の斜方蒸着媒体ではそれらは一致している⁹⁾。この場合、媒体の磁気異方性のモデル化が簡略化され、また記録過程の解釈が容易になる事が期待できる。

2. 実験方法

2.1. 測定試料および測定方法

測定に用いた、入射角度が約60°のCo-O斜方蒸着媒体は、磁性層厚が200 nmで、飽和磁化 M_s は640 emu/cm³、垂直方向測定での保磁力 $H_c(P)$ は1600 Oeである⁹⁾。

トルク測定は、媒体長手方向を含む媒体に垂直な面内において、印加磁界 H_{Appl} が15 kOeで行った。二種類の残留磁化曲線、DCD曲線(DC Demagnetization Remanence Curve)およびIRM曲線(Isothermal Remanent Magnetization Curve)の測定は、VSM(Vibrating Sample Magnetometer)を用い、これも媒体長手方向を含む媒体に垂直な面内の各方向(0°, 30°, 60°, 90°, 120°, 150°)において測定を行った。測定に際し、反磁界の測定方向成分(印加磁界方向成分)を $4\pi M_s \sin^2 \theta$ と仮定し、各測定値の補正を行っている。ここで、磁化 M はVSM測定により得られる磁化の測定方向成分を表し、角度 θ は印加磁界方向(測定方向)を表し、面内方向を $\theta=0^\circ$ としている。実際の磁化の方向は必ずしも印加磁界の方向とは一致しないが、その差異は、磁気異方性から考えると、磁化容易軸の方向と印加磁界の方向 θ とのずれ $|\theta-60^\circ|$ の増加と共に増加し、また反磁界から考えると、印加磁界角度 θ の増加と共に単調に増加すると考えられる。従

って測定結果の解釈には、このような仮定に起因する誤差を考慮する必要がある。

記録再生特性は、ヘッドと媒体の相対スピードが 3.8 m/sec のドラムテスターを用いて測定を行った。ヘッドは記録再生兼用で、ヘッド材の飽和磁束密度 $B_s = 11000$ Gauss, 透磁率 $\mu = 1000$, ヘッドギャップ間隔 $g = 0.20 \mu\text{m}$ の MIG ヘッドを用いた¹¹⁾。

2.2. 計算機シミュレーションプログラム

本研究では、上記の測定と共に、媒体の磁化特性および記録再生特性の計算機シミュレーションを行った。シミュレーションプログラムは、東北大学において開発された記録再生シミュレーションプログラム SMART を用いた^{12),13)}。これは、二次元有限要素法により Poisson 方程式を数値計算し、静磁界近似の基で、各領域での磁化の安定条件を求めるプログラムである。このような記録再生シミュレーションプログラムの場合、孤立粒子型媒体といえども媒体は様な連続磁性体とみなされ、その磁気特性はマクロなパラメータで表現される。実験的に求められる各磁気特性は、媒体平均のマクロなパラメータであるから、実測値に基づきシミュレーションを行おうとする場合、直接これらを計算に取り込める利点を持っている。特に、本研究のテーマである粒子間相互作用による磁気異方性は、平均場の考えに基づいており、このような、Maxwell 方程式と有限要素法の組み合わせを用いた記録再生シミュレーションプログラムとの整合性が良い。

当初、このプログラムは垂直磁気記録媒体の解析を目的として開発されたが、斜方媒体の記録再生特性の解析にも有効である事が確かめられている^{13),14)}。その際の計算には相互作用による磁気異方性は考慮されていないが、磁化容易軸方向と記録再生特性の関係に対して一定の成果をおさめている。

3. 記録再生特性と磁気特性の実測データ

3.1. 入射角度 60° の斜方蒸着媒体の孤立遷移再生波形

Fig.1 に、リングヘッドを用いた場合の孤立遷移再生波形の実測データを示した。この媒体は大きな垂直磁化成分を持つにもかかわらず、その孤立再生波形はダイパルスではなく、対称性の良い単峰性の再生波形を示している。このように、入射角度 60° の斜方蒸着媒体のリングヘッドによる記録再生機構は、通常の垂直媒体や長手媒体とは異なり、より複雑である事を示唆している。従って、この媒体の記録再生特性をシミュレーションする場合、その計算結果はその磁気異方性モデルの差異に敏感に反応する事が予想される。計算機シミュレーションのためのモデル化の手法を検証しようとする場合、このような媒体は研究対象として適している。本研究では、この対称性の良い単峰性の再生波形を計算機シミュレーションにより再現する事を目標としている。

3.2. 蒸着媒体の磁気異方性の起源

入射角度が 60° の斜方蒸着媒体 (飽和磁化 $M_s = 640 \text{ emu/cm}^3$) の磁気異方性は、トルク測定法と残留磁化曲線を解析する事により得られている^{9),10)}。トルク測定法により得られた、室温での Intrinsic 磁気異方性定数は $3.0 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ で、その温度依存性の解析によると、その約 2/3 ($2.0 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$) が結晶磁気

Fig. 1. Actual reproduced isolated pulse.

異方性に起因している¹⁰⁾。残りの約 1/3 は、粒子間相互作用による磁気異方性に起因すると考えられ、その磁気異方性定数は $1.2 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ と見積られる⁹⁾。また、それらの磁化容易軸方向は共に蒸着入射方向にほぼ等しい (約 60°)。前報で述べたように、通常の ME テープ (入射角度: 約 30°) の場合、カラム構造の特徴を反映して、結晶磁気異方性の磁化容易軸方向と相互作用異方性の容易軸方向は異なっている⁵⁾。従って、入射角度が 60° の斜方蒸着媒体の磁化過程の解析は、通常の ME テープに比べ容易であると考えられる。

3.3. 相互作用による磁気異方性

Fig.2 に、相互作用磁界係数の角度依存性 $N_{int}(\theta)$ の実測データ (●印)、および Legendre 多項式で最適化された近似曲線 (点線) を示した⁶⁾。ここでは、媒体の相互作用磁界は、二種類の残留磁化曲線 (DCD および IRM 曲線) より得られる残留保磁力 (H_r および H_d) の差に比例し、また測定方向での磁化 $M(\theta)$ に比例すると仮定している^{5),7)}。反磁界 H_d が磁化に比例し、その比例係数が反磁界係数 N_d であるように、相互作用磁界 $H_{int}(\theta)$ の磁化 $M(\theta)$ に対する比例係数を、相互作用磁界係数 $N_{int}(\theta)$ と定義している。

Fig.2 からわかるように、この媒体の粒子間相互作用は、磁化容易軸方向 (約 60°) で正の極大値を示し、困難軸方向で負の極小値を示している。測定法の説明の項で述べたように、磁化容易軸方向と印加磁界方向とのずれに起因する誤差は $|\theta - 60^\circ|$ の増加と共に増加すると考えられ、他方、反磁界補正に起因する誤差は、印加磁界の角度 θ の増加 ($0^\circ \sim 90^\circ$) と共に単調に増加するものと考えられる。この実験的に求められた相互作用磁界係数の角度 θ 依存性は、反磁界補正に起因する誤差とは明らかに異なる挙動を示している。

この相互作用磁界係数の角度依存性 $N_{int}(\theta)$ は、以下に示す Legendre 多項式で近似できる。

$$N_{int}(\theta) = -0.19 + 0.26 P_2[\cos(\theta - 65^\circ)] + 0.07 P_4[\cos(\theta - 65^\circ)], \quad (1)$$

Fig. 2. Angular dependence of the interaction field factor $N_{int}(\theta)$.

$$P_2(\cos\theta) = (1/2)(3\cos^2\theta - 1), \quad (2)$$

$$P_4(\cos\theta) = (1/8)(35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3). \quad (3)$$

ここで、Fig.2 の点線は式(1)による計算結果を示している。本研究での計算機シミュレーションでは、媒体の相互作用異方性は、式(1)で表わされるマクロな媒体パラメータとして取り込まれている。実際には、この相互作用磁界係数と各方向での磁化の値の積で相互作用磁界の大きさが与えられ、この相互作用磁界は反磁界を補正する形で記録過程に考慮される。すなわち、相互作用が正の方向では反磁界が弱められ、負の方向では強められる事になる。

なお、一般的な解釈に従えば、式(1)の第一項(定数項)は交換相互作用の寄与を表わし、第二項および第三項は静磁的相互作用の寄与を表わしている¹⁵⁾。

4. 相互作用による磁気異方性の性質

4.1. 反転磁界分布(SFD)への影響

$\theta = 60^\circ$ 方向で得られた残留磁化曲線を Fig.3 に示した⁶⁾。この図においては、DCD曲線とIRM曲線の実測値は○印で示され、相互作用磁界が補正されたDCD曲線とIRM曲線はそれぞれ●印と■印で示されている。下段に示した、相互作用磁界を補正した後の Intrinsic 残留磁化曲線は、磁性粒子の粒径分布や配向分布だけを考慮した場合の残留磁化曲線に相当するが、実際には相互作用磁界により残留磁化曲線の傾きは変化し、反転磁界分布(Switching Field Distribution, SFD)も大きな影響を受けている事がわかる。相互作用が正の方向ではSFDが狭くなる方向に残留磁化曲線の傾きが変化し、相互作用が負の方向ではSFDが広くなる方向に変化している。

4.2. 残留磁化の方向分布への影響

粒子間相互作用による磁気異方性が、その磁気特性に及ぼす影

Fig. 3. Interaction field compensation in DCD and IRM curves ($\theta = 60^\circ$).

Fig. 4. Angular dependence of remanent magnetization.

響のもう一つの例として、残留磁化の印加磁界角度 θ 依存性を Fig.4 に示した。このグラフは、IRM 曲線より得られた、各印

加磁界 (500, 1000, 1500, 2000 Oe) に対応する各方向での残留磁化を表わしている⁶⁾。印加磁界の上昇に伴い、まず相互作用が正の方向 ($\theta=60^\circ$) での残留磁化が増加し始める。一方、相互作用が負の方向 ($\theta=30^\circ, 90^\circ$) では残留磁化の増加が遅れている。結果として、マイナーループの磁化過程における残留磁化の方向分布は、メジャーLoopから予想される分布よりも狭くなっている事を示している。すなわち、残留磁化の方向分布は、磁性粒子の配向分布だけでなく、粒子間相互作用による磁気異方性が大きな影響を及ぼしている。

このように、媒体のマイナーループの磁化過程において、相互作用による磁気異方性は、結晶磁気異方性や形状磁気異方性とは異なる性質を示している。媒体の記録過程は、そのマイナーループの磁化過程を強く反映すると考えられるため、このような相互作用による磁気異方性は、その記録機構に大きな影響を及ぼしているものと思われる。

5. 媒体のシミュレーションモデル

本研究では、記録再生特性における相互作用異方性の影響を確認するために、Table 1 に示した二種類のモデルの比較を行った。Model 1 は、相互作用による異方性を考慮した場合で、全体の磁気異方性を Co 粒子の結晶磁気異方性 ($H_k=6.1$ kOe) と Co 粒子間の相互作用磁気異方性 ($H_k=3.0$ kOe) に分割している。この場合、相互作用異方性の角度依存性は式(1)の形でシミュレーションに取り込まれている。一方、Model 2 では、従来の考え方に従い、全体の磁気異方性を Co 粒子の結晶磁気異方性および形状磁気異方性からなると見なしている ($H_k=9.1$ kOe)。このように、Model 1 と Model 2 では、全体の磁気異方性の大きさは等しいが、その起源と性質が異なる。これらのモデルを用いたシミュレーション結果を比較する事により、相互作用磁気異方性の記録再生特性に及ぼす影響を調べる事ができる。

	Model 1	Model 2
Magnetization	640 emu/cm ³	640 emu/cm ³
Easy axis	60°	60°
Magnetocrystalline anisotropy	$H_k=6.1$ kOe	$H_k=9.1$ kOe
Interaction anisotropy	$H_k=3.0$ kOe	$H_k=0$ kOe

Table 1. Magnetic parameters of Models 1 and 2.

6. 計算機シミュレーション結果

6.1. M-Hループシミュレーション

このプログラムに組み込まれているM-Hループシミュレーターを用い、保磁力 H_c の角度 θ 依存性の計算を行った。媒体の記録再生特性のシミュレーションを行う場合、その磁気特性の実測値を再現できる事が、媒体モデルの必要条件と考えられる。保

Fig. 5(a). Simulated angular dependence of the coercivity H_c from Model 1.

Fig. 5(b). Simulated angular dependence of the coercivity H_c from Model 2.

磁力 H_c は、磁化が0となる有効磁界の大きさであり、それぞれ方向が異なる印加磁界、反磁界、異方性磁界および相互作用磁界の合成されたものとなっている。従って、保磁力 H_c の角度 θ 依存性は、磁気異方性モデルの妥当性の検証には適したパラメータと考えられる。

Fig.5(a) および Fig.5(b) に、それぞれ Model 1 および Model 2 に基づく保磁力の角度 θ 依存性の計算結果を示した。磁化容易軸方向の近傍 ($0^\circ \sim 90^\circ$) での実測値に基づき、異方性磁界分布の標準偏差 σ_{Hk} と異方性磁界 H_k の比 σ_{Hk}/H_k 、および保磁力 H_c と異方性磁界 H_k の比 H_c/H_k 、すなわち S パラメータの最適化が行われている。得られた σ_{Hk}/H_k の値は、Model 1 と Model 2 で差は見られず、共に 0.27 であった。 S パラメータは Model 1 で 2.17、Model 2 で 2.65 となっている。また、磁化困難軸方向近傍 ($90^\circ \sim 180^\circ$) での実測値に基づき、配向分布の標準偏差 σ_θ を最適化した結果、Model 1 で約 12° 、Model 2 で約 10° と見積られ、わずかな差が見られる。結果として、Fig.5(a) および Fig.5(b) を比較すると、全領域において Model 1 に基づく計算結果は実測値と良く一致しているが、Model 2 の場合は、面内方向の近傍 ($-30^\circ \sim +30^\circ$) で大きなずれが見られる。従って、従来法の Model 2 よりも、相互作用磁気異方性を考慮した Model 1 の方が実際の媒体を良く表現している。

6.2. 孤立遷移再生波形シミュレーション

実測条件に基づき、ヘッドおよび媒体パラメータを以下のように設定した。ヘッドは記録再生共通で、ヘッド材の飽和磁化 $B_s = 11000$ Gauss、透磁率 $\mu = 1000$ 、ヘッドギャップ間隔 $g = 0.20$ μm 、媒体ヘッド間距離 $d = 20$ nm、また媒体の磁性層厚 $\delta = 200$ nm とした。

Fig.6 に、Model 1 および Model 2 に基づく、孤立遷移再生波形の計算結果を示した。実線で示した Model 1 の計算結果は、対称性の良い単峰形の再生波形を示しており、Fig.1 に示した実測結果と良く一致している。これに対して、破線で示した Model 2 の計算結果は、振幅は大きくなるものの、基準線近傍に

Fig. 6. Simulated isolated pulse from Models 1 and 2.

非対称性が現れ、実測結果とは明らかに異なっている。従って、この孤立遷移再生波形のシミュレーションの結果においても、相互作用磁気異方性が考慮された Model 1 が、実際の媒体を良く表現している事を示している。

なお、これらとは異なる媒体モデルについて同様の計算機シミュレーションを試みた結果、相互作用異方性と孤立再生波形の関係について次のような知見が得られている。式(1)で表現される相互作用磁気異方性において、第一項(定数項)の大きさを変化させた場合、波形は変化せずにその振幅だけが影響を受け、一方、第二項および第三項の大きさの変化は、その波形に著しい影響を与える。これらの結果は、異方性を示さない交換相互作用と、異方性を示す静磁氣的相互作用では、媒体の記録再生特性に及ぼす影響は異なっている事を示唆している。

6.3. 媒体における磁束の分布

Fig.7(a) および Fig.7(b) に、それぞれ Model 1 および Model 2 の場合の、孤立遷移再生波形に対応する媒体の記録磁化分布を示した。図中の矢印は、各点における記録磁化の大きさとその方向を示している。Model 1、Model 2 共に、ヘッドギャップの真下に、磁化容易軸方向とほぼ平行に遷移領域が形成されている。Model 1 の場合、記録磁化はこの遷移領域の後方近傍に集中しているが、Model 2 の場合は、記録磁化は媒体の全領域に分布している。また、これらの記録磁化分布の図より遷移領域の幅を比較すると、Model 1 の場合の方が Model 2 に比べ狭く

Fig. 7(a). Magnetization distribution in the reproducing process of Model 1.

Fig. 7(b). Magnetization distribution in the reproducing process of Model 2.

なっているように見える。このように、Model 1 の場合は、その記録磁化の方向に強い制限が存在している事を示している。これが、Model 1 と Model 2 の磁気異方性の違い、すなわち、相互作用磁気異方性が考慮された影響と考えられる。

なお、記録ヘッドのギャップの真下に、磁化容易軸方向とほぼ平行に遷移領域が形成されるのは、斜方蒸着媒体の大きな特徴であり、ヘッド磁界が磁化困難軸方向を向いている場合の磁化過程を考慮する事により説明される¹⁾。

7. 考 察

保磁力 H_c の角度 θ 依存性の計算、孤立遷移再生波形の計算、共に Model 1 に基づいた計算機シミュレーションの結果が、実測結果を良く再現している。これは、Model 1 において考慮された粒子間相互作用による磁気異方性が、媒体の記録再生過程において重要な役割を果たしている事を示している。また、全体の磁気異方性エネルギーの大きさ（異方性磁界の大きさ）は同じでも、Model 1 と Model 2 ではその内容が異なり、マイナーループにおける磁化過程において異なった挙動を示す。このように、媒体の粒子間相互作用による磁気異方性を考慮しなければ、その記録再生特性を説明する事はできない。すなわち、媒体の磁気異方性の起源を明らかにする事は、その記録再生特性を理解する上で重要な位置を占めている。

なお、前報において、斜方蒸着媒体の磁気異方性の起源を考察する際に、静磁気的エネルギーに起因する異方性として、相互作用磁気異方性と同等に Co 粒子の形状磁気異方性の可能性に言及した⁹⁾。その際、異方性エネルギーを定量化する事により、粒子間相互作用による磁気異方性が優位であると結論付けている¹⁰⁾。また、斜方蒸着媒体の構造解析の結果からも、Co 粒子の形状磁気異方性が優位である事を示唆する結果は得られていない^{16),17)}。さらに今回の計算機シミュレーションによる記録再生過程の定性的な解析の結果は、粒子間相互作用による磁気異方性の存在を支持している。以上より、Co-O 斜方蒸着媒体の磁気異方性は、主に Co 粒子の結晶磁気異方性と、Co 粒子間の静磁気的な相互作用による異方性から成ると考えられる。

8. ま と め

(1) 入射角度が 60° の Co-O 斜方蒸着媒体における粒子間相互作用による磁気異方性は、媒体のマイナーループでの磁化過程に大きな影響を及ぼしている。相互作用が正の方向での残留磁化の方向分布は、メジャーロープの磁化過程が示す分布よりも狭くなり、またその方向での残留磁化曲線の傾きは著しく変化し、反転磁界分布 (SFD) も狭くなっている。

(2) 磁気特性および記録再生特性の計算機シミュレーションの結果では、相互作用異方性を考慮した媒体モデルは、相互作用異方性を考慮しない場合に比べ、明らかに実測のデータを良く再現している。粒子間相互作用による磁気異方性は、媒体の記録機構に大きな影響を及ぼしている。

(3) 入射角度が 60° の Co-O 斜方蒸着媒体における磁気異方性は、全体の約 $2/3$ が Co 粒子の結晶磁気異方性で、残りの約 $1/3$ は Co 粒子間の静磁気的な間相互作用による異方性である事が確かめられた。

謝 辞 日頃より御指導を頂いております、東北大学大学院工学研究科、宮崎照宣教授、ならびに、東北大学電気通信研究所、中村慶久教授に深謝致します。

参 考 文 献

- 1) H.Naruse, Y.Tateno, T.Sato, K.Sato, K.Chiba, T.Sasaki: *IEICE Technical Report*, MR90-7 (1990), (in Japanese).
- 2) I.Tagawa, Y.Shimizu, Y.Nakamura: *J.Magn.Soc.Jpn.*, 15 (Suppl.S2), 827 (1991).
- 3) N.Nouchi, H.Yoshida, K.Shinohara, A.Tomago: *IEEE Trans.Magn.*, 22, 385 (1986).
- 4) G.Krijnen, S.B.Luitjens, R.W.de Bie, J.C.Lodder: *IEEE Trans.Magn.*, 24, 1817 (1988).
- 5) Y.Tateno: *J.Magn.Soc.Jpn.*, 25, 496 (2001), (in Japanese).
- 6) Y.Tateno, K.Iwasaki: *J.Magn.Magn.Mat.*, 235, 153 (2001).
- 7) Y.Tateno: *J.Magn.Magn.Mat.*, 231, 347 (2001).
- 8) Y.Tateno: *Proceedings of ICF-8* 1067 (2001).
- 9) Y.Tateno, K.Iwasaki, H.Naruse, R.Chubachi: *IEEE Trans.Magn.*, 25, 4186 (1989).
- 10) Y.Tateno, K.Iwasaki, H.Naruse, T.Itoh, R.Chubachi: *J.Magn.Soc.Jpn.*, 13 (Suppl.S1), 813 (1989).
- 11) T.Kobayashi, M.Kubota, H.Satoh, T.Kumura, K.Yamauchi, S.Takahashi: *IEEE Trans.Magn.*, 21, 1536 (1985).
- 12) Y.Nakamura, I.Tagawa: *IEEE Tran.Magn.*, 25, 4159 (1989).
- 13) I.Tagawa, Y.Shimizu, Y.Nakamura: *J.Magn.Soc.Jpn.*, 15 (Suppl.S2), 827 (1991).
- 14) I.Tagawa, Y.Shimizu, Y.Nakamura: *IEICE Technical Report*, MR91-6 (1991).
- 15) S.Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism* (Second edit.), Oxford, New York, 1997, pp.266.
- 16) K.Sato, K.Chiba, T.Ito, T.Sasaki, J.Hokkyo: *J.Appl.Phys.*, 69, 4736 (1991).
- 17) H.Tachikawa, Y.Murakami, T.Ito, Y.Iwasaki, D.Shindo: *J.Jpn.Inst.Metals*, 65, 349 (2001), (in Japanese).

2001 年 10 月 9 日受理, 2002 年 1 月 17 日採録