FeCo 合金の等速昇温規則化過程における電気抵抗変化

田原良信* 沖 憲典** 江口鉄男**

J. Japan Inst. Metals, Vol. 47, No. 4 (1983), pp. 279-284

Variation of Electrical Resistivity in FeCo Alloy on Isochronal Ordering

Yoshinobu Tahara*, Kensuke Oki** and Tetsuo Eguchi**

Kinetics of isochronal ordering in FeCo alloy was investigated with the measurement of temperature derivative of electrical resistivity α_R . The temperature derivative of electrical resistivity caused by only the ordering or disordering, $\Delta\alpha_R$, was estimated by eliminating other effects such as the magnetic and phonon scattering effect.

On the other hand, the kinetic equation of ordering which was derived in our previous papers from the two physical conditions was applied to the case of ordering on heating with constant velocity. The variations of $\Delta\alpha_R$ of the alloy on heating with various rates, initially quenched from various temperatures, were analyzed using the expanded rate equation. In the analysis the values of 230 kJ/mol and $0.98 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ were taken for the activation energy and the atomic frequency, respectively. Kinetic behaviors of $\Delta\alpha_R$ were interpreted satisfactorily by the present rate equation.

(Received December 9 1982)

Keywords: iron-cobalt alloy, ordering, electrical resistivity, kinetic equation

I. 緒 言

合金が規則的原子配列を持つか否かを最も直接的に調べる方法の一つはX線回折法である。一般に規則格子合金では、規則格子線と基本線の反射強度は合金を構成している原子のX線に対する原子散乱因子の差の2乗と和の2乗に比例する。規則格子線の存在が原子の規則配列の直接的証拠となるとともに、その相対的反射強度から規則度を決定することができる。しかし、原子散乱因子は原子番号にほぼ比例して増加するので、原子番号が近接している原子からなる合金は規則格子線の構造因子が著しく小さくなり、その反射強度は非常に弱くなる。特に FeCo 合金の場合、Fe と Co の原子番号が隣接しているので、たとえ異常分散の効果を考慮してもX線回折法から直接規則度を決定することは非常に困難である。このような場合、一般的には規則化の進行に伴うある物理量の変化を測定し、その物理量と規則度の間に、ある関数関係を仮定して規則化過程を論ずるという方法が多くもちいられる。最近、Seehra と Silinsky⁽¹⁾は FeCo 合金の α - γ 変態を論じる目的で、電気抵抗の温度微係数 (以後 α_R と記す) を測定した。その際、特

に 1100 K 以下の温度領域では $8.3 \times 10^{-3} \text{ K/s}$ (0.5 K/min) のゆっくりした昇温速度で測定を行い、規則 - 不規則変態点を示す大きな α_R のピークを見い出して、規則化過程を論ずる物理量としての α_R の有効性を示唆した。しかし、かれらの実験は FeCo 合金に特徴的な “550°C (823 K) 変化” が明瞭に判別できない程度の実験精度であった。その後 Kuroki ら⁽²⁾は、試料の形状を工夫することにより実験精度をあげ、昇降温過程における α_R の緻密な測定を行い、その結果をかれらの導出した速度式で解析して “550°C 変化” を速度論的に説明した。また、 α_R が、FeCo 合金においても β -CuZn 合金⁽³⁾におけると同様に比熱とほぼ直線関係にあること、一定の昇降温速度で測定でき、しかも、かなり広い速度範囲において比熱より高い精度の測定ができることを報告し、規則化過程を論ずる物理量としての α_R の有用性を示した。しかし、かれらの測定した α_R には、温度に大きく依存する磁氣的散乱による寄与も含まれているため、規則化の速度式から得られる理論曲線と α_R の変化とを直接比較検討することは困難であった。

一方、横山ら⁽⁴⁾⁽⁵⁾も FeCo 合金の比電気抵抗などの測定によって “550°C 変化” を速度論的に研究した。その際、

* 都城工業高等専門学校 (Miyakonojo Technical College, Miyakonojo)

** 九州大学大学院総合理工学研究科材料開発工学専攻 (Department of Materials Science and Technology, Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University, Fukuoka)

かれらは Bragg-Williams の提出した状態変化の速度式⁽⁶⁾を採用し、通常の比熱測定と同程度の速度による昇温過程においては 820 K 付近に変化が現われることを示すなど、実験結果をかなりよく説明した。しかし、その速度式は合金の規則状態を、規則度そのものではなく、その状態を熱平衡状態として持つ温度 θ を用いて表わすので、実験結果との直接的な比較には多少不便であった。

そこで本研究では、 α_R に寄与する磁氣的散乱の部分を見積り、 α_R との差をとることにより規則度のみに依存する α_R (以後 $\Delta\alpha_R$ と記す) を決定し、種々の熱処理を施した FeCo (50 at%Co) 合金の等速昇温過程における $\Delta\alpha_R$ を測定した。また、われわれは前の論文⁽⁷⁾において、B2 型規則合金における物理的条件、すなわち、副格子間の互換対称性、平衡および安定条件から、規則化の素過程に関する特定のモデルによらぬ、一般的な速度式を提唱し、FeCo 合金の等温焼鈍過程における格子定数の時間変化を解析した。今回、さらにこの一般的速度式を等速昇温過程の場合に適用し、規則度の 4 次式で表わされる簡単な速度式を得た。この拡張された速度式により求めた理論曲線と $\Delta\alpha_R$ の実験結果とを直接比較検討し、等速昇温過程における $\Delta\alpha_R$ の動的挙動は、本研究の速度式でよく説明できることを示した。

II. 実験方法と結果

1. 試 料

等原子組成割合の 99.9% 再電解鉄と 99.5% 粒状コバルトとを純アルミナ質のつぼ中で高周波真空溶解し、同質のるつぼ中に鑄込んでそのまま真空炉冷した。このインゴットを空气中で 1273~1373 K で熱間鍛造したのち、1473 K で 72 ks (20 h) 真空焼鈍後炉冷した。この素材から放電加工機により厚さ 1×10^{-3} m、幅 7.5×10^{-3} m、長さ 60×10^{-3} m の板状試料を切り出し、さらに厚さ 0.4×10^{-3} m の銅板を 21 枚重ねた電極を用いて、のべ長さが 240×10^{-3} m になるような特殊な楔型の試料とした。それぞれの実験目的に応じて、つぎのような熱処理をして測定用の試料とした。

(a) 真空中で、所定温度に保持したのち窒素雰囲気中氷塩水中に焼入れた。保持温度は均熱炉を用いて規則領域の 973, 873 および 773 K に設定した。また、保持時間はその温度に応じて 3.6~86.4 ks (1~24 h) の間とした。

(b) 赤外線ゴールドイメージ炉を使用して、真空中で 1123 K に 3.6 ks (1 h) 保持したのち、 1.7×10^{-2} K/s (1 K/min) で室温まで降温した。

なお、均熱炉の設定温度は ± 2 K の範囲に保持した。また、試料の化学分析値は 49.8 ± 1 at%Co であった。

2. 測定法

上記(a)の熱処理を施した試料を、赤外線ゴールドイメージ炉を用い、真空中で昇温速度 $\Phi = 3.3 \times 10^{-2}$ K/s

(2 K/min) で昇温し、823 K から 1123 K まで 3 K 毎に電気抵抗の変化を直流四端子法で測定した。また、(b)の熱処理を施した試料は、 $\Phi = 8.3 \times 10^{-2}$ K/s (5 K/min) および 1.7×10^{-1} K/s (10 K/min) でも測定した。電流の向きは、測定のたびに逆転したが、 $\Phi = 1.7 \times 10^{-1}$ K/s (10 K/min) の場合のみは、昇温速度が大きいため、一方向のみに電流を流して測定し、再度、逆方向の場合も測定してそれらの平均値をとった。 α_R の決定には次式を用いた。

$$\alpha_R = 1/R_d \cdot (dR/dT)$$

ここに、 R および R_d は、それぞれ任意の温度 T と不規則状態の 1123 K における電気抵抗である。 dR/dT は、連続した 15 点の測定値から放物線近似による最小 2 乗法で、その中央点における値を決定した。順次、同様な方法で、データを 1 点づつずらし、それぞれの中央点での値を求めた。このような方法で、 α_R の誤差は 1% 以内におさえることができた。なお、流した電流は 0.3 A であり、端子リード線にはいずれも $\phi 0.3 \times 10^{-3}$ m の白金線を用い、試料の温度は、その中央部に $\phi 0.3 \times 10^{-3}$ m のクロメル-アルメル熱電対を点溶接して行った。また、1123 K での試料の電気抵抗は約 0.1Ω であった。

3. 結 果

Fig.1 および Fig.2 に R/R_d と α_R の実験結果を示す。

Fig.1 は、(a)の熱処理を行い、昇温速度 $\Phi = 3.3 \times 10^{-2}$ K/s (2 K/min) で昇温した場合の結果である。

R/R_d の変化は、どの温度から焼入れた場合もあまり大きくなく、1000 K 付近でわずかな折れ曲りを示すだけである。これに対して α_R は、1000 K 付近に規則 - 不規則変態

Fig.1 Variation of the electrical resistivity R/R_d and the temperature derivative α_R of FeCo alloy measured with the constant rate of increasing temperature $\Phi = 3.3 \times 10^{-2}$ K/s (2 K/min) after quenching from various temperatures.

Fig.2 Variation of R/R_d and α_R measured with the various constant rates of increasing temperature, $\phi=3.3 \times 10^{-2}$, 8.3×10^{-2} and 1.7×10^{-1} K/s (2, 5 and 10 K/min), after cooling from 1073 K.

による大きなピークを示し、さらに、770 K 付近に下に凸になるような変化をも示し、それは焼入れ温度が高い程大きくなっている。

Fig.2 は、(b)の熱処理を行い、 $\phi=3.3 \times 10^{-2}$, 8.3×10^{-2} および 1.7×10^{-1} K/s (2, 5 および 10 K/min) で昇温した場合の結果である。 R/R_d の変化や α_R の高温側での変化は、Fig.1 に示された結果とほぼ同様であるが、770 K 付近の変化は大きく異なり、下に凸の部分がほとんどなく、低温から 770 K 付近まではほぼ直線的に増加している。

以下の章で、これらの結果からさらに $\Delta\alpha_R$ を求め、一般的速度式で解析する。

III. 解析と考察

1. 速度式の導出

以前、著者ら⁽⁷⁾は B2 型規則合金における物理的条件、すなわち、 α 副格子と β 副格子との互換対称性、平衡および安定条件とから次式のような規則度 S の 3 次項まで含む非線形速度方程式を提唱した。

$$dS/dt = 1/2 \cdot F(T) S (S_0^2 - S^2) \quad (1)$$

ここに、 $F(T)$ は規則度に依存しない温度 T のみの正の関数であり、 S_0 は平衡規則度である。今回、この速度式を等速昇温過程の場合に適用する。

今、昇温速度を ϕ 、初期状態における温度を T_0 とすれば、ある時間 t における温度は次式で与えられる。

$$T = T_0 + \phi t \quad (2)$$

簡単のため、 $S^2 = X$ 、 $S_0^2 = X_0$ として式 (1) を時間微分から温度微分に変換すると、次式のような簡単な速度式を得る。

$$dX/dT = 1/\phi \cdot F(T) X (X_0 - X) \quad (3)$$

一方、伝導電子の散乱原因が独立事象とみることができれば、電気抵抗に Matthiessen の法則が成り立つ⁽⁸⁾⁽⁹⁾ので、強磁性体の規則合金の電気抵抗率 ρ は、一般的に次式で与えられる。

$$\rho = \rho_0 + \rho_{ph} + \rho_{el} + \rho_{sp} + \rho_{or} \quad (4)$$

ただし、 ρ_0 は不純物などによる残留抵抗、 ρ_{ph} はフォノン散乱による寄与、 ρ_{el} は interband 電子-電子散乱、 ρ_{sp} と ρ_{or} は、それぞれ磁氣的散乱および規則化に寄与するものである。ここで、 ρ_0 を除く第 2 項以下は温度 T に複雑に依存するが、本研究の測定温度範囲では、 ρ_{ph} が T に、 ρ_{sp} が T^3 に、 ρ_{or} が X に比例し、 ρ_{el} は無視できるとして、 ρ をつぎのように仮定する。

$$\rho = \rho_0 + aT + bT^3 + cX \quad (5)$$

ここに、 a, b, c はそれぞれ ρ_{ph} , ρ_{sp} , ρ_{or} の散乱項の比例定数であり、それらは各々独立に決定できると仮定する。つぎに、式 (5) を温度 T で微分して整理すると次式を得る。

$$c \cdot dX/dT = \Delta\alpha_R \quad (6)$$

ただし、

$$\Delta\alpha_R = d\rho/dT - (a + 3bT^2) \quad (7)$$

したがって、 $d\rho/dT$ 、すなわち α_R を測定し、何らかの方法で定数 a, b を決定できれば、式 (7) の右辺、すなわち α_R から磁氣的散乱の項を除いた $\Delta\alpha_R$ を決定できる。この $\Delta\alpha_R$ と dX/dT が式 (6) により比例するので、先に導出した速度式 (3) と直接比較検討することができる。

2. 解析

$\Delta\alpha_R$ を決定するためには、まず、式 (7) に含まれる定数 a, b を決定しなければならない。式 (5) からわかるように、もし $dX/dT = 0$ ならば $\alpha_R = a + 3bT^2$ となるので、 X が 0 であるか、または温度変化に対して不変であるような温度領域の α_R のデータを用いれば、 a, b を決定できる。そこで、Fig.1 および Fig.2 に示したそれぞれのデータのうち、規則化がほとんど進行しないと考えられる 620 K 付近のデータ 20 点の値と、ほとんど不規則状態と考えられる 1070 K 付近のデータ 10 点の値とから、 $\alpha_R = a + 3bT^2$ の仮定のもとに最小 2 乗法で a, b を決定した。いずれの熱処理を施した場合も、ほぼ a は 10^{-4} のオーダーであり、 b は 10^{-8} のオーダーであった。これら a, b の値を用いた各温度での $a + 3bT^2$ の値と実験値 α_R との差をとることにより、規則度に依存する部分のみの α_R 、すなわち $\Delta\alpha_R$ を決定できる。このようにして得られた $\Delta\alpha_R$ の結果を Fig.3 および Fig.4 に黒丸印で示す。Fig.3 は (a) の熱処理を施して $\phi = 3.3 \times 10^{-2}$ K/s (2 K/min) で昇温した場合の結果である。

$\Delta\alpha_R$ は初め負に変化しており、その変化は焼入れ温度が高い程大きい。873, 973 K 焼入れの場合には明瞭でないが、773 K 焼入れの場合、820 K 付近に小さなピークを生じ、その後、いずれの場合も規則-不規則変態を示す大き

なピークを生じて終了している。Fig. 4 は (b) の熱処理を施して $\Phi = 3.3 \times 10^{-2}, 8.3 \times 10^{-2}$ および $1.7 \times 10^{-1} \text{ K/s}$ (2, 5 および 10 K/min) で昇温した場合の結果である。

Fig. 3 の場合とほぼ同じような変化を示しているが、いずれの場合も 820 K 付近に明瞭な小さなピークを生じており、そのピークは昇温速度が大きい程大きく、わずかではあるが、高温側へずれている。つぎに、これらの結果と式

Fig. 3 Variation of the temperature derivative of electrical resistivity caused by the ordering or disordering, $\Delta\alpha_R$ (●) measured with $\Phi = 3.3 \times 10^{-2} \text{ K/s}$ (2 K/min) after quenching from various temperatures. The solid curves are theoretical ones given by eqs. (6) and (9).

Fig. 4 Variations of $\Delta\alpha_R$ (●) measured with $\Phi = 3.3 \times 10^{-2}, 8.3 \times 10^{-2}$ and $1.7 \times 10^{-1} \text{ K/s}$ (2, 5 and 10 K/min) after cooling from 1073 K.

(6) の左辺、すなわち式 (3) とを比較検討する。

前述したように、式 (3) に含まれる $F(T)$ は規則度に依存しない温度 T のみの正の関数としたが、ここで、他の速度式との比較⁽⁷⁾ から、つぎのように仮定する。

$$F(T) = A \exp(-E/RT) \quad (8)$$

すなわち、式 (3) を次式で表わす。

$$dX/dT = A/\Phi \cdot \exp(-E/RT) X(X_0 - X) \quad (9)$$

ここに、 A は原子振動数項、 E は活性化エネルギー、 R は気体定数である。式 (9) に含まれる種々のパラメータの値がわかると、数値積分することにより dX/dT の値が求まる。そこで、活性化エネルギー E の値としては、以前著者ら⁽¹⁰⁾ が格子定数の等温変化から求めた 230 kJ/mol を用い、 X_0 の値には Bragg-Williams の理論⁽⁶⁾ から求めた近似値を用いた。また、原子振動数項 A の値は、規則-不規則変態点を表わす $\Delta\alpha_R$ の大きなピークの頂点が理論曲線のそれと一致するように決めた。すなわち、 $A = 0.97 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ を用いたが、この値は Kuroki ら⁽²⁾ が FeCo 合金の “550°C 変化” を解析するために用いた値 $1.0 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ と一致する。つぎに、数値積分のための初期値 X_0 は、773, 873 K からの焼入れの場合、それぞれの温度での平衡規則度の 2 乗の値 0.563, 0.344 を用いた。しかし、973 K からの焼入れの場合は、平衡値 0.083 を用いると実測値の $\Delta\alpha_R$ と大きくずれるので、923 K の平衡規則度の 2 乗の値にほぼ等しい 0.200 を使用した。また、熱処理 (b) の試料の初期値は 0.480 と見積った。さらに、式 (6) の比例定数 c の値は全体的な理論曲線の形から $c = -0.05$ とした。以上のパラメータの値を用いて Runge-Kutta-Gill 法⁽¹¹⁾ で式 (3) を数値積分した結果を Fig. 3 および Fig. 4 の実線で示す。これらの理論曲線は実測値 $\Delta\alpha_R$ の挙動を全体的に良く再現しているといえる。しかし、熱処理 (b) の試料の $\Phi = 1.7 \times 10^{-1} \text{ K/s}$ (10 K/min) の初期段階の変化や、熱処理 (a) の試料、特に 873, 973 K 焼入れの初期段階の変化は理論曲線と実測値とで大きくずれている。これらの原因について次節で考察する。

3. 考 察

$\Delta\alpha_R$ の変化と規則化もしくは不規則化過程との関係をより詳細に調べるために、前述したパラメータの値を用い、673, 773, 873 および 923 K の各温度から焼入れた試料を、 $\Phi = 3.3 \times 10^{-2} \text{ K/s}$ (2 K/min) で昇温したときの X の変化と $c \cdot dX/dT$ の理論曲線とを、それぞれ Fig. 5 と Fig. 6 に示す。

Fig. 5 からわかるように、いずれの温度から焼入れた場合も 720 K 付近まではほとんど規則度は変化せず、焼入れ温度での平衡規則度を維持している。その後、773 K 焼入れを境にして、昇温することにより高温側から焼入れた場合には急激な規則化が、低温側から焼入れた場合には急激な不規則化が進行し、いずれの場合も 820 K 付近で平衡規則度の 2 乗である X_0 と一致する。これに対して 773 K 焼入

Fig.5 Theoretical curves of degree of order squared given by eq.(9) with $\phi = 3.3 \times 10^{-2}$ K/s (2 K/min), after quenching from various temperatures. The solid curve is the one in equilibrium calculated from B-W theory.

Fig.6 Theoretical curves of $\cdot dX/dT$ given by eqs. (6) and (9) with $\phi = 3.3 \times 10^{-2}$ K/s (2 K/min), after quenching from various temperatures.

れの場合は、ほんのわずかに規則化が進行したのち、ゆっくりと不規則化が進み、やはり 820 K 付近で X_0 と一致する。その結果として Fig.6 に示したように、高温側から焼入れた場合は $\Delta\alpha_R$ が負に変化し、その変化は焼入れ温度が高い程大きく、ピークは 780 K 付近に存在する。また、低温側から焼入れた場合は $\Delta\alpha_R$ が正に変化し、やはりそのピークは 780 K 付近に存在する。これに対し、773 K から焼入れた場合はほんのわずかに負の値を示したのち正に変化するが、そのピークは明瞭ではない。またこれらの正のピークが昇温速度が大きくなるほど高温側へずれるのは Fig.4 で示したとおりである。これらの結果は“550°C 変化”を速度論的に説明した Kuroki ら⁽²⁾や横山ら⁽⁴⁾⁽⁵⁾の結果と矛盾しない。

以上のように、本研究の速度式から得られる理論曲線と α_R から磁氣的散乱の寄与の部分を除いた $\Delta\alpha_R$ の変化と

は直接比較検討でき、また、FeCo 合金の“550°C 変化”が速度論的に説明され、 $\Delta\alpha_R$ の動的挙動をも全体的に良く説明できる。しかし、Fig.3 および Fig.4 に示したように、つぎの場合、理論値と実験値とは若干のずれをみせている。

(1) (b) の焼処理をして、 $\phi = 1.7 \times 10^{-1}$ K/s (10 K/min) で昇温した場合の初期段階の変化。

(2) (a) の熱処理をした場合の初期段階、特に、973 K 焼入れの場合の初期段階の変化。

(1) の原因としては、実験方法に問題があると考えられる。すなわち、測定法で述べたように、他の昇温速度の場合は 3 K 毎にその電流の向きを変化させて、定電流による試料の磁化を防いでいるが、 $\phi = 1.7 \times 10^{-1}$ K/s (10 K/min) の場合は、昇温速度が大きいため、電流の逆転ができず、一方向のみに流して測定し、再度、逆方向の場合も測定して、その平均値をとったためと考えられる。この影響は、試料が飽和磁化に達したあとは少ないと考えられるので、電流を流しはじめた初期段階のみに現われると思われる。したがって、強磁性体試料における昇温速度の大きい測定の場合は、直流四端子法は不適当であり、交流法で行う方がよいと考えられる。(2) の原因としては、過剰空孔と焼入れ速度の問題が考えられる。すなわち、本研究の速度式には過剰空孔の寄与は考慮されていないが、高温の不規則状態から焼入れた試料には、当然過剰空孔が存在すると考えられ、この影響が初期の段階に現われると思われる。以前著者ら⁽¹⁰⁾が FeCo 合金の格子定数の等温変化から計算したように、873 K の平衡空孔濃度は 1073 K における空孔濃度の 10^{-1} 倍、773 K のそれは 10^{-2} 倍、673 K のそれは 10^{-3} 倍に相当しており、焼入れ温度が低くなるほど極端に少なくなっている。したがって、773 K から焼入れた場合、さほど過剰空孔の影響を受けず、Fig.3 にみるように理論曲線と実験値との間かなりよい一致を示しているが、873、973 K から焼入れた場合は、理論曲線と実験値とがその初期段階で大きくずれ、それは 973 K の方が著しい。さらに 973 K の場合は、前述したように初期値 X_0 の値として約 923 K の平衡規則度の 2 乗である 0.200 を用いたが、これは高温から焼入れられる場合、本研究のような単純焼入れでは、焼入れ過程での空孔移動による規則化の進行を十分に阻止することができず、結果としては 923 K から焼入れた場合と同じ効果をもたらしたためと考えられる。したがって、高温からの焼入れの場合は、焼入れ方法、過剰空孔の問題を解決する必要がある、これらについては、今後、さらに研究を続ける予定である。

IV. 結 言

等原子比組成の FeCo 規則合金の等速昇温過程における電気抵抗の温度微係数 α_R を測定した。さらに、先に報告した特定のモデルによらぬ一般的速度式⁽⁷⁾を等速昇温過程

の場合に適用し、この速度式で α_R の実験結果を解析した結果、つぎのことが明らかになった。

(1) α_R から磁氣的散乱の寄与の部分を除いた $\Delta\alpha_R$ は、規則度変化によく対応し、規則化の速度式で直接解析できる。

(2) 等速昇温過程における $\Delta\alpha_R$ の動的挙動は、本研究の速度式で活性化エネルギー $E=230$ kJ/mol, 原子振動数 $A=0.96 \times 10^{13}$ s⁻¹ とすることにより、全般的によく説明できる。

(3) 比較的高温から焼入れたのちの昇温過程では、その初期段階の変化を本研究の速度式ではよく再現できないが、その原因として過剰空孔の影響、焼入れ速度の問題などが考えられる。

文 献

- (1) M.S. Seehra and P. Silinsky : Phys. Rev., **B13** (1976), 5183.
- (2) H. Kuroki, H. Matsuda and T. Eguchi : Trans. JIM, **19** (1978), 211.
- (3) D.S. Simons and M.B. Salamon : Phys. Rev. Letters, **26** (1971), 750.
- (4) 横山 亨, 武沢 隆, 東田喜輔 : 日本金属学会誌, **33** (1969), 541.
- (5) T. Yokoyama, T. Takezawa and Y. Higashida : Trans. JIM, **12** (1971), 30.
- (6) W.L. Bragg and E.J. Williams : Proc. Roy. Soc. (London), **A145** (1934), 699.
- (7) 田原良信, 篠原和敏, 黒木博憲, 江口鉄男 : 日本金属学会誌, **39** (1975), 105.
- (8) 池田弘毅 : 日本金属学会会報, **13** (1974), 789.
- (9) 永宮健夫, 久保亮五 : 固体物理学, 岩波書店, (1961), 113.
- (10) 田原良信, 森 久美子, 沖 憲典, 江口鉄男 : 日本金属学会誌, **42** (1978), 1145.
- (11) 雨宮綾夫, 田口武夫編 : 数値解析と FORTRAN, 丸善, (1978), 350.