Cu-SiO₂ 合金単結晶の高温変形

高田 潤* 清水真人** 足立正雄*

J. Japan Inst. Metals, Vol. 45, No. 9 (1981), pp. 977~983

High Temperature Deformation of Cu-SiO₂ Alloy Single Crystals

Jun Takada*, Masato Shimizu** and Masao Adachi*

To clarify the mechanism of the high temperature deformation of dispersion hardened Cu base alloys, the high temperature deformation behavior of Cu-0.5 and 1.0 vol%SiO₂ alloy single crystals, which were produced by means of internal oxidation, were investigated. Tensile tests were performed in the temperature range from 873 to 973 K at initial strain rates between 10⁻⁵ and 10⁻³ s⁻¹. In the steady-state deformation, the stress exponent, the apparent activation energy for the high temperature deformation and the internal stress were measured for these alloys. Rotation of the specimen axis was examined by the X-ray Laue method.

While in the early stage of deformation the specimen axis rotates along the trace of single slip, it hardly rotates on reaching at the vicinity of the <100>-<111> boundary, and the steady-state deformation is realized. The steady-state strain rate is proportional to the seventh power of the applied stress. Values of the apparent activation energy for the high temperature deformation of Cu-0.5 and 1.0 vol%SiO₂ alloys are 192 and 211 kJ·mol⁻¹, respectively, and nearly equal to that for self-diffusion in copper. The internal stress is a main component of the applied stress in these alloys. These results indicate that the high temperature deformation of Cu-SiO₂ alloys is controlled by a recovery process.

The experimental results in Cu-SiO₂ alloys were discussed on the base of the creep theory of Ansell and Weertman for dispersion hardened alloys. The stress exponent in these alloys does not agree with the one expected from the theory.

(Received May 19, 1981)

I. 緒 言

近年純金属や固溶体合金の高温変形挙動に関する研究はかなり進歩しているにもかかわらず⁽¹⁾, 高温における機械的性質が優れている分散強化型合金の高温変形挙動については現在なお不明な点が多く残されている⁽²⁾⁽³⁾.

一般に, 純金属や固溶体合金の高温での定常変形において, 定常ひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ と変形応力 σ , 変形温度 T との間には次式が成立することが知られている⁽⁴⁾.

$$\dot{\epsilon} = A \left(\frac{\sigma}{E} \right)^n \exp \left(-\frac{Q}{RT} \right) \quad (1)$$

ここで A , E , R はそれぞれ定数, ヤング率および気体定数であり, n , Q はそれぞれ応力指数および高温変形のみかけの活性化エネルギーである. 分散強化型合金の高温変形においても同様の関係が成立することが報告されている⁽²⁾⁽³⁾. しかしこれらの合金では応力指数 n や高温変形のみかけの活性化エネルギー Q の値に関して種々の値が

報告されており⁽²⁾⁽³⁾, それらの解釈は十分なされていない. Wilcox と Clauer⁽²⁾によれば再結晶していない Ni-ThO₂ 合金において, n および Q の値がそれぞれ約 40, 約 790 kJ·mol⁻¹ という結果が得られている. この結果は Ni のそれらの値 (約 5 および約 280 kJ·mol⁻¹⁽⁴⁾) と比較すると非常に大きな値である. この Ni-ThO₂ 合金は結晶粒が数 μm 程度と小さく, 集合組織を呈しており, 高温での塑性伸びがきわめて少ない. 一方彼らは⁽³⁾, 同じ Ni-ThO₂ 合金でも再結晶させた合金では, n および Q の値が約 7 および 270 kJ·mol⁻¹ で Ni のそれらの値とほぼ等しい値を得ている. 以上の研究も含めた現在までの研究から, 分散強化型合金の高温変形における主な問題点を整理し列挙すると, (1) 高温における大きな塑性伸びと定常変形状態の実現, (2) 大きな n および Q の値の解釈, (3) さらにその変形機構の解明などである.

そこで本研究では Cu-SiO₂ 合金単結晶を用いて, 定常ひずみ速度の応力指数 n , 高温変形のみかけの活性化エネルギー Q や内部応力などを求め, 第二相粒子の粒子分布 (粒子径および粒子間距離) がこれらの合金の高温変形に及

† ただし, 彼らは応力をヤング率で規格化していない.

* 京都大学工学部 (Faculty of Engineering, Kyoto University, Kyoto)

** 京都大学大学院, 現在: 株式会社神戸製鋼所 (Graduate School, Kyoto University, Kyoto. Present address: Kobe Steel, Ltd., Kakogawa)

ばず影響を調べ、その変形機構について検討することを目的とした。引張試片として単結晶材を用いたのは、単結晶合金では高温においても大きな塑性伸びが得られ定常変形状態が実現されることが期待されること、結晶粒界の影響を考慮する必要がないこと、さらに変形が単純であるために分散強化型合金の高温変形についての基礎的な情報が得られやすいことなどの理由による。

II. 実 験 方 法

無酸素銅(99.99%)と高純度シリコン(99.999%)を用いて作製した母合金より Cu-0.07 および 0.13 mass%Si 合金を真空中にて溶製し、加工と焼鈍をくり返し直径 1.8 mm の多結晶線材を得た。この線材から真空中にて、黒鉛鋳型を用いて種付けブリッジマン法により同一試片軸方位を有する単結晶を多数作製した。単結晶の成長速度は約 $8 \times 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ であった。試料の分析値を Table 1 に示す。これらの単結晶試片はゲージ部の上下に直径 5 mm の球を持ち、ゲージ部の直径が 2 mm、ゲージ部の長さが 30 mm の形状を有している。作製された単結晶の初期試片軸方位を Fig.1 に示す。これらの単結晶において試片軸とすべり方向のなす角 λ および試片軸とすべり面法線のなす角 χ は、それぞれ 36° (0.628 rad)、 $55^\circ \pm 2^\circ$ ($0.960 \pm 0.035 \text{ rad}$) である。各単結晶試片の軸方位は、引張試験の前に X 線背面ラウエ法により確認された。

このようにして作製された Cu-Si 合金単結晶は、Cu : $\text{Cu}_2\text{O} : \text{Al}_2\text{O}_3 = 1 : 1 : 2$ の成分比からなる混合粉末中に埋めこまれ石英管に真空封入されて、1173 K の温度で内部酸化された。内部酸化中温度は $\pm 2 \text{ K}$ に制御された。試片が中心まで完全に内部酸化されたことを光学顕微鏡により確認した。その後脱ガスのため試片は 1073 K、86.4 ks (24 h) 真空中にて保持された後、室温まで炉冷された。こ

Table 1 Chemical composition of the specimens used (mass%).

	Si	Fe	Ni	Pb	Zn	Cr
Cu-0.5SiO ₂	0.07	0.007	0.001	0.002	0.001	0.001
Cu-1.0SiO ₂	0.14	0.006	0.001	0.003	0.001	0.001

Fig.1 Stereographic projection showing the initial specimen-axis of Cu-0.5 and 1.0 SiO₂ alloy single crystals.

の炉冷は、冷却中に酸化物粒子と母相との熱膨張係数の差によって生ずる粒子の周りの弾性ひずみの発生を避けるために行われた。このような内部酸化法により導入される酸化物は、Cu-Si 合金の場合球状の非晶質 SiO₂ であることが報告されている⁽⁵⁾。Cu-0.07 および 0.13 mass%Si 合金において、合金中の Si がすべて SiO₂ に酸化されたと仮定し計算した SiO₂ の体積比 (f) はそれぞれ 5.1×10^{-3} および 9.3×10^{-3} である。以後これらの合金をそれぞれ Cu-0.5 および 1.0 SiO₂ 合金と呼ぶ。

内部酸化法により導入された酸化物粒子の粒子分布(粒子径、粒子間距離)を調べるために、二段レプリカ法によるレプリカ膜の透過電子顕微鏡観察を行った。内部酸化した試片を樹脂埋めしゲージ部の断面に平行に切断して、湿式およびアルミナによる研磨を行った。表面は、アルコールで洗浄された後、プラスチック・レプリカを用いて表面の付着物を除去し清浄化された。その後表面を塩化第二鉄水溶液にてわずかに腐食し、再び前述の方法で表面を洗浄した。この試料よりプラスチック・レプリカを用いクロムと炭素を真空蒸着してレプリカ膜を作製し、これを透過電子顕微鏡により観察した。レプリカ写真上での第二相粒子の個数を測定し、Fullman の提案した関係式⁽⁶⁾を用いて酸化物の平均平面粒子径と平均平面粒子間距離(以後これらを粒子径、粒子間距離と呼ぶ)を決定した。Cu-0.5 および 1.0 SiO₂ 合金のいずれの合金においても、粒子分布は試片表面からの半径方向の距離とともに変化する。粒子径および粒子間距離は試片表面から内部に入るにつれて増加する。それらの変化は試片の表面近傍では著しいが、試片の内部では小さい。このような傾向は Ebeling と Ashby⁽⁷⁾ の Cu-SiO₂ 合金についての結果と一致している。それゆえ、内部酸化後焼鈍、炉冷した試片について粒子分布が著しく変化する試片表面層を電解研磨によって除去し試片径を約 1.5 mm まで減少させ、これを引張試験に供した。このようにして用意された引張試片はほぼ均一な粒子分布を有している。第二相粒子 SiO₂ の粒子径、粒子間距離は Cu-0.5 SiO₂ 合金ではそれぞれ 62 nm, 601 nm であり、Cu-1.0 SiO₂ 合金ではそれぞれ 70 nm, 520 nm である。なお、試験片の直径は、引張試験前にマイクロメータを用いて精度よく測定された。

引張試験は島津 IS-500 インストロン型試験機を用い、定引張速度で行った。試験条件は 873, 923, 973 K の温度で、 $10^{-5} \sim 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ の初期ひずみ速度で、 10^{-2} Pa の真空中であった。定常変形中 stress transient dip test を行っており、外挿法を用いて平均内部応力を求めた。

変形にともなう格子回転の追跡を行うため、同一試片について所定のひずみ量(約 5%) 変形させた後荷重をかけた状態で急冷し、試片軸方位を決定して、再負荷するという操作を約 30~35% のひずみまでくり返し行った。このときの試片軸方位の決定は X 線背面ラウエ法を用いて行われた。

III. 実験結果および考察

1. 応力-ひずみ曲線

代表的な応力-ひずみ曲線を Fig.2 に示す。Fig.2 は、Cu-0.5SiO₂ 合金について初期ひずみ速度 $2.78 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 、試験温度 873 K および 973 K の結果である。この合金の変形過程は、降伏直後急激な加工硬化を示した後ゆるやかに応力が増加する領域を経て、その後再び大きな加工硬化を示してほぼ応力が一定となる定常変形状態に至る。このような応力-ひずみ曲線は、Ebeling と Ashby⁽⁷⁾ が Cu-SiO₂ 合金単結晶の低温変形で見出した 3 段階の応力-ひずみ曲線と類似している。彼らは、分散強化型合金の低温変形においても第二相粒子の体積比が小さい場合には、純金属や固溶体合金の応力-ひずみ曲線と似た 3 段階の応力-ひずみ曲線を示すことを見出した。Fig.2 において応力がほぼ一定のもとで変形が進行する状態は、応力一定のクリープ試験で見られる定常変形状態に対応している。Fig.2 より変形温度が低い程定常応力が高くなることがわかる。なお、本研究では応力はすべて真応力である。Cu-1.0SiO₂ 合金も Cu-0.5SiO₂ 合金と同様の 3 段階の応力-ひずみ曲線を示す。

Fig.2 Stress-strain curves of Cu-0.5SiO₂ alloy single crystals at 873 and 973 K.

既に述べたように、現在までの多くの研究⁽²⁾⁽³⁾で用いられた合金では高温において塑性伸びが小さく、とくに内部酸化法により作製された合金ではほとんど塑性伸びを示さない。しかし、本研究での Cu-SiO₂ 合金単結晶においては、Fig.2 で示されているように約 40% の塑性伸びを示す。これは、多結晶材では結晶粒界に第二相粒子が存在し粒界キャビティーによる脆化を助長するが、単結晶材ではこのような結晶粒界による影響がないためと考えられる。

2. 格子回転挙動

変形中の試片軸方位の変化を知ることは、変形中に活動しているすべり系を評価することができるため、材料の変形を解明する上で重要なことである。

代表的な格子回転挙動の結果を Fig.3 に示す。Fig.3 は、Cu-1.0SiO₂ 合金を 873 K、初期ひずみ速度 $2.78 \times$

Fig.3 Specimen-axis rotation of a Cu-1.0SiO₂ alloy single crystal during tensile deformation at 873 K and initial strain rate $2.78 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Numbers in the stereographic projection show the values of tensile strain (%).

10^{-4} s^{-1} の条件で変形させたときの結果である。図中に示されている数字はひずみ量 (%) を表わし、破線は単一すべりにより変形が進行すると仮定したときの試片軸方位の軌跡を示している。同様の結果が Cu-0.5SiO₂ 合金についても得られた。これらの結果より以下のことが明らかとなった。Cu-SiO₂ 合金単結晶の高温変形は、変形初期には単一すべりにより進行する。その後変形が進行するにつれて 2 次すべり系の寄与が増すために試片軸の回転の変化量が次第に減少する。ほぼ定常変形状態に達する約 25% 以上のひずみでは、試片軸は単一すべりによる軸方位の軌跡と $\langle 100 \rangle$ - $\langle 111 \rangle$ 境界との交点[†]近傍で停滞する。

3. 定常ひずみ速度の応力および温度依存性

Figs.4 と 5 は、それぞれ Cu-1.0 および 0.5SiO₂ 合金単結晶について定常ひずみ速度と各試験温度でのヤング率⁽⁸⁾で規格化した変形応力との関係を両対数で整理した図である。本研究では定常ひずみ速度として定常変形状態の開始時のひずみ速度を採用した。Figs.4 および 5 の結果より、Cu-SiO₂ 合金単結晶に関し本実験範囲では定常ひずみ速度が変形応力のべき乗に比例することが明らかとなった。これらの図において各直線の傾きが定常ひずみ速度の応力指数 n を与える。得られた応力指数の値を Table 2 にまとめた。Cu-SiO₂ 合金単結晶の高温定常変形では応力指数の値は約 7 であり、一部の分散強化型合金において報告されているような非常に大きな値⁽²⁾は示さなかったが、この値は純銅やその他の純金属で報告されている約 5⁽⁴⁾ という値よりやや大きい。

つぎに Cu-SiO₂ 合金単結晶の定常ひずみ速度の温度依存性を調べるために、一定の σ/E (5.0×10^{-4}) の条件下での定常ひずみ速度と絶対温度の逆数の関係を示した図が Fig.6 である。Cu-0.5 および 1.0SiO₂ 合金単結晶の両者において直線関係が成立している。Figs.4, 5 および 6 の結果よ

[†] この軸方位では λ, χ はそれぞれ 30.2° (0.527 rad), 60.6° (1.058 rad) である。

Fig.4 Stress dependence of strain rate in steady-state deformation for Cu-1.0SiO₂ alloy single crystals at 873, 923 and 973 K.

Fig.5 Stress dependence of strain rate in steady-state deformation for Cu-0.5SiO₂ alloy single crystals at 873, 923 and 973 K.

Table 2 Values of stress exponent n for Cu-SiO₂ alloys.

Alloy	T (K)		
	873	923	973
Cu-0.5SiO ₂	7.2±1.2	7.1±0.4	7.1±0.8
Cu-1.0SiO ₂	6.6±0.7	7.0±1.3	7.2±0.5

Fig.6 Temperature dependence of strain rate in steady-state deformation for Cu-0.5 and 1.0SiO₂ alloy single crystals at constant σ/E 5.0×10^{-4} .

形のみかけの活性化エネルギー Q は次式で表わすことができる。

$$Q = -R \cdot \left\{ \frac{\partial \ln \dot{\epsilon}}{\partial (1/T)} \right\}_{\sigma/E} \quad (2)$$

すなわち Fig.6 における各直線の傾きから Q の値が求められる。得られた Q の値は、Cu-0.5 および 1.0SiO₂ 合金単結晶においてそれぞれ 192 ± 14 , 211 ± 15 kJ·mol⁻¹ であった。これらの値は純銅の自己拡散の活性化エネルギー 197 kJ·mol⁻¹(9) にほぼ等しい。この結果は、Cu-SiO₂ 合金単結晶の高温における変形も母相純銅中の拡散律速であることを意味している。

最近 Lund と Nix⁽¹⁰⁾ は、Wilcox と Clauer⁽²⁾ が報告した高温変形のみかけの活性化エネルギーの非常に大きい TD-Ni 合金の場合、ヤング率の温度依存性を考慮すると、すなわち定常ひずみ速度、応力および温度の関係を式(1)で表わすと、みかけの活性化エネルギーの値は Ni の自己拡散の活性化エネルギーに等しくなることを指摘した。このことは、分散強化型合金の高温変形において変形の活性化エネルギーが本質的には前述のような大きな値ではなく、母相金属の自己拡散のそれに等しいことを意味している。したがって、これらの合金の高温変形は拡散支配であると考えられる。

4. 平均内部応力

金属の高温変形において変形応力を内部応力と有効応力

り Cu-SiO₂ 合金単結晶においても高温変形のひずみ速度式として式(1)が成立すると言える。したがって、高温変

Fig. 7 Internal stress levels as a function of steady-state stress in Cu-0.5SiO₂ alloy single crystals at 873 K.

とに分離測定し内部応力の変形応力に占める割合を知るとは、その変形の支配機構を明らかにする上で重要な手掛りとなる⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。そこで、Cu-SiO₂ 合金単結晶について内部応力を stress transient dip test により外挿法⁽¹²⁾を用いて求めた。このようにして求めた平均内部応力 σ_i と変形応力 σ の比 σ_i/σ と変形応力 σ との関係 Cu-0.5SiO₂ 合金の 873 K の場合について示したのが Fig. 7 である。Cu-0.5SiO₂ 合金単結晶において変形応力に占める内部応力の割合は支配的に大きい。Cu-1.0SiO₂ 合金単結晶についても同様の結果が得られた。このことは、Cu-SiO₂ 合金単結晶の高温における変形律速段階が転位のすべり運動ではなく回復律速であることを示唆している。

5. 第二相粒子の影響

Mukerjee ら⁽⁴⁾は、種々の金属の定常クリープ速度を统一的に応力の関数として整理できることを示した。そこで、Cu-SiO₂ 合金単結晶について次式で表わされる彼らの式に従って整理することを試みた。

$$\frac{\dot{\gamma} k T}{D G b} = C_1 \left(\frac{\tau}{G} \right)^{n_M} \quad (3)$$

ここで $\dot{\gamma}$, τ は定常せん断ひずみ速度、定常せん断応力、 n_M は応力指数であり、 k , T , G , b はそれぞれ通常用いられる意味の定数である。 D は拡散係数であり、前述のように Cu-SiO₂ 合金単結晶では定常変形のみかけの活性化エネルギーが純銅の自己拡散のそれにほぼ等しいことより、本研究においては D として母相すなわち純銅の自己拡散係数⁽⁹⁾を採用した。また C_1 は積層欠陥エネルギーの関数を含む応力に依存しない項である。本研究では第二相粒子の体積比が異なっても積層欠陥エネルギーの変化はないと仮定するが、この仮定のもとでは非応力依存項 C_1 は定数とみなされる。既に述べたように Cu-SiO₂ 合金単結晶の定常変形状態では、試片軸方位が単一すべりによる軸方位の軌跡と $\langle 100 \rangle$ - $\langle 111 \rangle$ 境界との交点近傍ではほぼ静止しているという結果から、その交点に対応するシュミット因子

Fig. 8 Relation between normalized strain rate and stress in steady-state deformation for Cu-0.5 and 1.0SiO₂ alloy single crystals according to Eq. (3).

0.424 を用いて定常ひずみ速度 $\dot{\gamma}$ および定常せん断応力 τ を計算した。また、剛性率 G は先に用いたヤング率の値よりポアソン比を $1/2$ として計算した。

Fig. 8 は式(3)に従って Cu-0.5 および 1.0SiO₂ 合金単結晶のデータを整理した図である。各合金については試験温度が異なってもそれらのデータはそれぞれ 1 本の直線で表わされる。その応力指数 n_M の値は Cu-0.5 および 1.0 SiO₂ 合金単結晶においてそれぞれ 6.9 ± 0.3 , 6.6 ± 0.4 であった。両直線はほぼ平行であるが、Cu-1.0 SiO₂ 合金の直線の方が Cu-0.5SiO₂ 合金のそれより図上でわずかに下側にずれている[†]。このことは、式(3)中の非応力依存項 C_1 が第二相粒子の影響を含む項であることを意味する。

分散強化型合金の高温クリープ変形に関する代表的な理論の一つが、Ansell と Weertman⁽¹³⁾ によって提案された。彼らは、分散強化型合金の高温における定常変形が以下のような過程により支配されていると考えた。転位が粒子の周りにループ(環)を残し通過できるような応力範囲では、粒子の周りに残った 1 本の転位ループが粒子のところで上昇し消滅すると、転位源から新たに 1 本の転位が発生する。このときの定常クリープ速度 $\dot{\gamma}$ は次式で与えられる。

$$\dot{\gamma} = \frac{2\pi D}{G^3 k T} \cdot \frac{\lambda^2}{d} \cdot \tau^4 \quad (4)$$

[†] 有意水準 5% で有意差があることが確認された。

ここで d および λ は、それぞれ第二相粒子の粒子径、粒子間距離である。したがって、彼らの理論では定常クリープ速度は、定常応力の 4 乗に、粒子間距離の 2 乗に比例し、粒子径の 1 乗に逆比例する。Al-Al₂O₃ 合金において、定常ひずみ速度が定常応力の 4 乗に比例するという結果が Ansell と Lenel⁽¹⁴⁾ によって報告されている。

式(4)より

$$\frac{\dot{\gamma} k T}{D G b} = C_2 \cdot \left(\frac{\lambda^2}{d b} \right) \cdot \left(\frac{\tau}{G} \right)^4 \quad (5)$$

ここで C_2 は定数である。式(3)と(5)中の応力に依存しない項を比較すると、 C_1 は第二相粒子の粒子径と粒子間距離の関数であることがわかる。

ここで、式(3)において粒子分布の影響が Ansell らの理論式(式(5))と同様の関数で表わされるとする。すなわち、

$$C_1 = C_3 \left(\frac{\lambda^2}{d b} \right) \quad (6)$$

ここで C_3 は定数である。このような仮定のもとでは、式(3)は次式のように表わされる。

$$\frac{\dot{\gamma} k T}{D G b} \cdot \frac{\lambda^2}{d b} = C_3 \cdot \left(\frac{\tau}{G} \right)^{n_A} \quad (7)$$

式(7)にしたがって $(\dot{\gamma} k T / D G b) / (\lambda^2 / d b)$ と τ / G の関係を両対数プロットした図が Fig. 9 である。Cu-0.5 および 1.0 SiO₂ 合金単結晶のデータは 1 本の直線で整理される。このことは Cu-SiO₂ 合金単結晶の場合にも、粒子分

Fig. 9 Relation between normalized strain rate and stress in steady-state deformation for Cu-0.5 and 1.0 SiO₂ alloy single crystals according to Eq. (7).

† n_M と n_A は本質的には同じものである。

布の影響は式(7)によって表わすことができることを意味している。一方応力指数はこの直線の傾きから求められ、その値は 6.7 ± 0.3 であった。この値は Ansell らの理論式での応力指数の値である 4 よりも大きい。

以上の結果を総合すると、次のことが明らかとなった。Ansell らの理論は、Cu-SiO₂ 合金単結晶の高温での定常変形において、その変形機構が母相中の自己拡散に支配される回復律速であること、またその定常変形が粒子分布(粒子径と粒子間距離)の影響を受けるという実験結果を説明しうるが、定常ひずみ速度の応力指数については理論値と実験値の間には不一致がみられる。

最近、Hausselt と Nix⁽¹⁵⁾ は分散強化型合金の高温クリープ変形に関する新しい理論を提案し、この理論により Ni-20Cr-ThO₂ 合金の結果が十分説明されると報告している†。しかし、この理論も第二相粒子の種類や粒子分布の異なる他の分散強化型合金の高温クリープ変形にも適用できるかどうかなどの問題点を残している。このように現在のところ、分散強化型合金の高温定常変形挙動はまだ十分解明されておらず、さらに詳細な研究が期待される。

IV. 総 括

Cu 基分散強化型合金の高温における変形挙動を調べるために、Cu-0.5 および 1.0 vol% SiO₂ 合金単結晶について、873~973 K の温度範囲で、 $10^{-5} \sim 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ の初期ひずみ速度範囲で引張変形試験を行い、以下のような結果を得た。

(1) 本実験条件では、両合金において十分な塑性伸びが得られ、定常変形状態が実現された。

(2) 試片軸は変形初期にはおおよそ単一すべりの軌跡に沿って回転し、変形量の増加にともないその回転の変化量が減少し、試片軸が $\langle 100 \rangle - \langle 111 \rangle$ 境界近傍に達するとほぼ停滞して定常変形状態となる。

(3) 定常ひずみ速度はヤング率で規格化した応力のべき乗に比例し、応力指数 n は約 7 の値である。高温変形のみかけの活性化エネルギーの値は、Cu-0.5 および 1.0 vol% SiO₂ 合金単結晶においてそれぞれ 192, 211 kJ·mol⁻¹ であり、純銅の自己拡散の活性化エネルギーにほぼ等しい。

(4) 内部応力の変形応力に占める割合は支配的に大きい。

(5) 以上の結果より、Cu-SiO₂ 合金単結晶の高温における変形は回復律速であると考えられる。

(6) これらの合金についての結果を Mukerjee らの提案した式にしたがって整理することは可能であるが、この場合には粒子分布の影響を考慮しなければならない。

† 彼らのモデルで取扱っている有効応力(あるいは内部応力)の考え方が本合金単結晶にも適用できるかどうか明かでないので、ここでは彼らのモデルによる実験結果の説明は行わなかった。

(7) Ansell らの提案した理論では、これらの合金の応力指数を十分説明できない。

終りに、試料の化学分析に御協力いただいた栗村金属工業株式会社の方々に深く感謝の意を表します。

文 献

- (1) 例えば、辛島誠一：日本金属学会会報，**18**(1979)，469.
- (2) B.A.Wilcox and A.H.Clauer：Trans. Met. Soc. AIME, **236**(1966)，570.
- (3) A.H.Clauer and B.A.Wilcox：Metal Sci. J., **1**(1967)，86.
- (4) A.K.Mukerjee, J.E.Bird and J.E.Dorn：Trans. ASM, **62**(1969)，155.
- (5) M.F.Ashby and G.C.Smith：J.Inst. Metals, **91**(1963)，182.
- (6) R.L.Fullman：Trans.Met.Soc.AIME, **197**(1953)，447.
- (7) R.Ebeling and M.F.Ashby：Phil.Mag., **13**(1966)，805.
- (8) C.R.Barrett and O.D.Sherby：Trans. Met. Soc. AIME, **230**(1964)，1322.
- (9) A.Kuper, H.Letaw, L.Slifkin and C.Tomizuka：Phys. Rev., **98**(1955)，1870.
- (10) R.W.Lund and W.D.Nix：Met. Trans., **6A**(1975)，1329.
- (11) 阿部勝憲，吉永日出男，諸住正太郎：日本金属学会誌，**40**(1976)，393.
- (12) 当摩 建，吉永日出男，諸住正太郎：日本金属学会誌，**38**(1974)，170.
- (13) G.S.Ansell and J.Weertman：Trans. Met. Soc. AIME, **215**(1959)，838.
- (14) G.S.Ansell and F.V.Lenel：Trans. Met. Soc. AIME, **221**(1961)，452.
- (15) J.H.Hauselt and W.D.Nix：Acta Met., **25**(1977)，1491.

訂正(日本金属学会誌 第45巻 第7号(1981)661頁)

磁気測定による Cu-Co 合金の析出過程の研究

妹 尾 与志木 岩 永 功
友 清 芳 二 江 口 鉄 男

頁	正	誤
663 式(3)	$\frac{I}{I_s} \simeq L(\bar{x}) + H(\bar{x}) \frac{\overline{m^2} - \overline{m}^2}{\overline{m}^2}$	$\frac{I}{I_s} \simeq L(\bar{x}) + H(\bar{x}) \frac{\overline{m^2} - \overline{m}^2}{\overline{m}^2}$
663 式(3)より 下4行	…曲線である。また $\overline{m^2} - \overline{m}^2$ は…	…曲線である。また $\overline{m^2} - \overline{m}^2$ は…
664 式(4)	$E \simeq \frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{\overline{m}^2}{r_{nn}^3}$	$E \simeq \frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{\overline{m}}{r_{nn}^3}$