光弾性皮膜法によるアルミニウム非等軸 双結晶の変形挙動の観察

清水 紘 治* 島 田 平 八*

Kōji Shimizu and Heihachi Shimada : Observation of Behavior of Non-isoaxial Bicrystals of Aluminium by the Photoelastic Coating Method. The effects of crystal boundaries on the mechanical behavior of metal have been the subject of numerous investigations. There are many reports concerned with the comparison between the yield stress or initial work-hardening rate of a single crystal and that of a bicrystal. However, most of these investigations have been carried out from a microscopic point of view. Considering that it is important to macroscopically study the mechanical behavior of these crystal boundaries together with the composite materials, the present authors have experimentally investigated the stress distribution in the vicinity of the adjoining boundary for simple bar models by using the photoelastic and interferometric methods.

In the present paper, with these model tests as the background the mechanical behavior of the crystal boundary has been observed from a macroscopic point of view.

The strain distribution in the non-isoaxial bicrystals of pure aluminium having the grain boundary aligned at 0° , 30° , 45° , 60° and 90° to the tension axis is systematically investigated by the whole field method, i.e., the photoelastic coating method, and the results are compared with those of the model tests. It is shown that the deformation patterns of the bicrystals with $\theta=0^\circ$ are divided into three groups. In the case of the bicrystals with $\theta=30^\circ \sim 90^\circ$, the strain on the grain boundary is very small and the strain distribution in the vicinity of the grain boundary can be roughly obtained by superposing the strain constraint in the grain boundary on the result of the model test.

(Received September 26, 1973)

I. 緒 言

金属材料の力学的挙動において結晶粒界の果たす役割は重要であり、多くの研究がなされているが明らかでない点が多い。この種の問題に関する従来の研究は微視的立場からなされたものがほとんどであるが、著者らはこのような結晶粒界の変形挙動を巨視的に捕え、複合材料などに存在する異種材料からなる界面と共に統一的に扱うことができる因子があると考えて、基本となる界面形状のモデルを作り光干渉応力解析法、光弾性実験などを用いて接合境界近傍における応力分布を明らかにして来た^{(1)~(4)}。

本論文では、これらのモデル実験の結果を背景に、結晶粒界の研究に都合のよい双結晶試験片を作り、全視野的に変形挙動を観察し、モデル実験の結果と比較検討して、結晶粒界の力学的挙動に対する巨視的な解釈を試みたものである。

このような結晶粒界の変形挙動に関する研究は古くから数多くなされておられ、特に引張軸方向に粒界を有するアルミニウムの双結晶の降伏応力、容易すべり領域における硬化率などに関する研究は多く、方位などとの関係について種々の検討が行なわれている。その結果、結晶粒界の面内に

おけるひずみ成分 ϵ_{xx} , ϵ_{zz} , ϵ_{xz} (x, z は結晶粒界面内の座標) は連続でなければならないことから、一般的には少なくとも四つのすべり系が作用する必要があるが、この条件を満たすために作用すべき余分なすべり系の数およびそれらのすべり系の作用のし易さなどが重要であることが指摘されている⁽⁵⁾。これまでの研究によると結晶粒界はだいたい変形を拘束するように作用することが報告されているが、そうでない場合があることも指摘されている。たとえば、Davis ら⁽⁶⁾ はアルミニウムの等軸双結晶について実験を行ない、最初から二つ以上のすべり面が同時に作用しうる場合には双結晶の応力-ひずみ曲線は単結晶のそれに比べ高くならず、結晶粒界が変形を促進することもありうることをのべている。また、美馬ら⁽⁷⁾ は非等軸なアルミニウムの双結晶について実験を行ない、双結晶の降伏応力が単結晶のそれより低くなることがあることを報告している。

一方、結晶粒界近傍におけるひずみ分布を詳細に調べた例はあまり多くないが、粗大結晶粒の試験片については割合行なわれており、Urie ら⁽⁸⁾ は格子法によりアルミニウムの粗大結晶粒のひずみ分布を調べ、Kawata ら⁽⁹⁾ はアルミニウムおよび亜鉛の粗大結晶粒の変形の解析に光弾性皮膜法を初めて適用した。また、佐賀ら⁽¹⁰⁾ は、Urie らのもの

* 東北大学工学部金属加工学科 (Department of Metal Processing and Mechanical Metallurgy, Faculty of Engineering, Tohoku University, Sendai)

が 1 次元測定であるところを一步進めてグリッド法により 2 次元ひずみ分布を測定し、これらのひずみ分布と Petch の式との関係などを検討した。最近では 3 次元有限要素法によりアルミニウムの粗大結晶粒の試験片について応力・ひずみ分布を計算し、降伏の進行を予測したものや⁽¹¹⁾、多結晶体をモデル化し、2 次元有限要素法を用いて応力・ひずみ分布を計算することにより、種々の因子の影響を調べた例などが報告されている⁽¹²⁾。

双結晶についてひずみ分布を調べた例としては Möller ら⁽¹³⁾、Karashima⁽¹⁴⁾、北川ら⁽¹⁵⁾のものがあるが、降伏点近傍における変形挙動を系統的に全視野的に調べた研究はなく、特に引張軸に対して $\theta=0^\circ$, 90° の角度の粒界を有する双結晶以外のものについては降伏応力などを調べた例もない。モアレ法⁽¹⁶⁾も有力な方法であるが変形のように簡単に全視野的に観察するには感度が不十分なので、本実験ではまず光弾性皮膜法により引張軸に対して $\theta=0^\circ$, 30° , 45° , 60° , 90° の角度の結晶粒界を持つ非等軸なアルミニウムの双結晶試験片の降伏点近傍における変形挙動を全視野的に観察した。

II. 試験片および実験方法

試験片の製作手順は次のようである。純アルミニウム (99.99 wt%) を溶解し、これを熱間鍛造、圧延して Fig. 1 のような形状に切出す。この板をブリッジマン法 (炉内最高温度 870°C 、試験片の移動速度 3 cm/hr) で双結晶化する。双結晶化した板から試験片のだいたいの形状に高速切断機で切出し、さらに化学腐食で試験片の形状を作る。これを表面研磨、ひずみとり焼鈍、電解研磨の過程を通して仕上げ、最後に腐食して結晶粒界 (G.B.) を現わす。この手順は $\theta=30^\circ\sim 90^\circ$ の試験片についておもに示したものであるが、 $\theta=0^\circ$ の試験片も同様に作った。 $\theta=30^\circ\sim 90^\circ$ の双結晶は成分単結晶と共に双結晶化した板から切出した。 $\theta=0^\circ$ の双結晶試験片は美馬らのもの⁽⁷⁾と同じような形状に成長させた後切断して作ったが、単結晶の表面はエメリー紙による仕上げをせずに実験した。試験片の形状に切出す方法には放電加工などもあるが、多少ひずみが入るようなのでここでは化学腐食で行なった。試験片の形状を

Fig. 1 Dimensions of the plate from which bicrystal specimens are prepared.

Fig. 2 に示した。試験片の数は $\theta=0^\circ$ が 7 本、 $\theta=30^\circ\sim 90^\circ$ のものは双結晶化した板 No. 1, No. 2 のそれぞれから $\theta=30^\circ$, 60° , 90° の 3 本、No. 3, No. 4 のそれぞれから $\theta=30^\circ$, 45° , 60° , 90° の 4 本を作った。ひずみとり焼鈍は双結晶化した板 No. 1, No. 2 から作った試験片を 450°C で 1 hr 行なった所、 $\theta=30^\circ$ の試験片の結晶粒界が自由端で少し曲ったものがあったので、そのほかの試験片については 300°C で 3 hr 行なった。

Fig. 2 Dimensions of the specimens.
(a) $\theta=0^\circ$, (b) $\theta=30^\circ\sim 90^\circ$

光弾性の皮膜は厚さが 2 mm、主ひずみ差感度が光の波長 $\lambda=5461\text{ \AA}$ に対して $\beta=29(1/\text{mm})$ 、縦弾性係数が $E=2\text{ kg/mm}^2$ のものを使用した。したがって、皮膜によるひずみの拘束はわずかである。しま模様の撮影は一部白黒写真で行なったほかはカラー撮影を行なった。引張試験は Tensilon UTM-300 を使用し、引張試験速度は双結晶で 0.04, 0.08 mm/min, 単結晶で 0.4 mm/min を使用し、約 3% まで引張った。引張試験速度が異なるが、これは双結晶の場合光弾性のしま写真を撮影するために遅くしたもので、ひずみ速度にすると最大でも約 $2 \times 10^{-4}/\text{sec}$ であるから降伏応力に影響を与えない静的試験の範囲である。結晶の方位は光像法⁽¹⁷⁾を用いて測定した。測角器は簡単な装置を作り、光源にはレーザー光を使用した。レーザーの使用により像を大きくすることが可能となり、一つの像から方位を決めることができたので、方位の測定は非常に簡単となった。

III. 実験結果

試験片の引張軸方向の方位を Fig.3 に示す。 $\theta=30^\circ \sim 90^\circ$ の場合の 2X60 などの記号は双結晶化した板 No.2 から切出した $\theta=60^\circ$ の試験片の成分単結晶 X の方位であることを示す。約 1% ひずみまでの応力-ひずみ曲線の一部を Fig.4 に示す。この図の P 点付近から光弾性のしみが見え出す。Fig.4 に示した $\theta=0^\circ, 45^\circ$ の試験片の光弾性のしま写真の一例を Photo.1 に示したが、この写真からわかるようにすべり線の影響で白黒写真ではしまが判然としなくなるので、解析にはカラー写真を使用した。Photo.1 の図中の数字はしま次数を示している。なお、本実験では光弾性を用いているので主ひずみ差 $\epsilon_1 - \epsilon_2$ しかわからないわけであるが、降伏の進行がミーゼスの降伏条件に従うものとすれば光弾性により降伏の進行の様子は十分解析できるわけであり、また、著者らのモデル実験^{(2)~(4)}により主ひずみの分布は得られるので双結晶の実験から得られた主ひずみ差の分布がモデル実験の結果と類似しているなら個々の主ひずみの分布も推測することができる。

1. ひずみ分布

(1) $\theta=0^\circ$

光弾性のしま模様から変形の様子を調べると Fig.5 の

Fig.4 Stress-strain curves of the specimen.
(a) $\theta=0^\circ$, (b) $\theta=45^\circ$

Fig.3 Axial orientation of the specimens.
(a) $\theta=0^\circ$, (b) $\theta=30^\circ \sim 90^\circ$

Photo.1 Examples of isochromatic fringe pattern.
(a) specimen $\theta=0^\circ$, No.1; nominal stress $\sigma_0=0.87 \text{ kg/mm}^2$; nominal strain $\epsilon_0=1.63\%$
(b) specimen $\theta=45^\circ$, No.3; nominal stress $\sigma_0=0.64 \text{ kg/mm}^2$; nominal strain $\epsilon_0=1.12\%$

(a) のようになる。図の斜線部から変形が始まり、広がって行くことを示している。変形は試験片全体について一様には進行せず、かなり不均一に進行する。しかし、双結晶を構成する単結晶のうち、いずれか一方の単結晶の変形が特に先に進むようなことはなく、ほとんど同時に進行している。また、しま模様は片方の単結晶に片寄らないことから、本実験の場合一定変位で実験がなされ、片当りなどによる不整はなかったと考えられる。

Fig. 5 Schematic diagram of the deformation pattern.
(a) $\theta = 0^\circ$, (b) $\theta = 30^\circ \sim 90^\circ$

本実験で行なった 7 本の試験片について見ると Fig. 5 (a) のように三つの型に大別される。(i) は粒界付近から変形が開始する型、(ii) は一方の成分単結晶の中央と他方の成分単結晶の自由端から変形が始まり粒界における変形が小さくなる型、(iii) は自由端から変形が始まる型である。(i) は粒界が変形を促進し、(ii) は拘束、(iii) は単結晶を引張ったときにも自由端から変形が始まること多いことから、粒界での変形が特に小さくならず粒界の影響がほとんどない型と考えられるが、これらの事実と降伏応力との関係は得られなかった。本実験で行なった 7 本の試験片のうち (i) に属するものは No. 1, No. 6, No. 7, (ii) に属するものは No. 2, No. 3, (iii) に属するものは No. 4, No. 5 であり、ほぼ同数に分れた。Photo. 1 (a) に示した試験片は No. 1 で (i) の型に属するもので結晶粒界付近でしま次数が高く変形が周囲より進んでいることがよくわかる。

$\theta = 0^\circ$ の形についてモデル実験を行なったが、 $\theta = 0^\circ$ の場合は接合境界の影響が小さいので応力分布の乱れはほとんどなかった。したがって、 $\theta = 0^\circ$ の場合は弾性常数の違いによる応力分布の変化が双結晶の変形挙動に影響する程度は小さいと考えられる。

(2) $\theta = 30^\circ \sim 90^\circ$

変形の進行が典型的なものを図示すると Fig. 5 (b) のようになる。図の番号 1 の斜線部から最初にしまが出はじめ、その後番号 2 の所からしまが出て広がって行く。この図は単結晶の応力-ひずみ曲線がある程度異なる方位のものからなる双結晶について示したもので、構成する単結晶の応力-ひずみ曲線が大きく異なってくると(厳密にいうとある応力における両単結晶の応力-ひずみ曲線の勾配の違いが大きいほど)一方の単結晶から始まった変形が一方的に他の結晶に広がるようになり、またはほぼ同じ応力-ひずみ曲線をもつ方位になると粒界のひずみが小さくなるだけで両単結晶のひずみ状態は同じになる。変形のような特徴を列挙すると次のようになる。

(i) 結晶粒界自体は変形を拘束するように働く。均質材の場合には著者らのモデル実験^{(2)~(4)}、尾田の有限要素法による解⁽¹⁸⁾ などから予想されるように境界面から変形が進行することが多いと考えられるが、この点双結晶の場合は異なっている。

(ii) 降伏応力の小さい方の結晶から変形が進行する。

(iii) モデル実験の結果と比較すると(モデル実験は弾性限内で行なっており、アルミニウム双結晶の場合は塑性域であるから完全な比較はできないが、定性的比較は十分行なえる)、モデル実験で境界以外の点で比較的高い応力を示す点から変形が進行しており、ほぼモデル実験の結果に結晶粒界の拘束を加えた形になっている。ただ、 $\theta = 60^\circ$ の場合にはモデル実験は応力分布の乱れが小さく、接合境界から少し内側に入った所で応力が高くなることはなく、この点、モデル実験の結果と異なっている。

次に結晶粒界上のひずみの分布を図示すると Fig. 6 の

Fig. 6 Strain distribution along the boundary in the softer phase.
---- Model ($t=6$, $\phi_0=0.31$)⁽⁴⁾,
— Aluminium (Bicrystal No. 3)

ようになるが、これは変形の大きい方の結晶の粒界上における光弾性のしま次数 n の変化 (平均ひずみ約 1% におけるもの) を示したものである。Fig. 6 には比較のためにモデル実験の結果も合せて示した。 n_0 は変形が大きい方の相の平均のしま次数である。 b, b_0 は Fig. 2 に示すようなもので $b/b_0=0$ および 1 の点は Fig. 5(b) の E, F 点を表わしており、変形の小さい方の鋭角の角およびその反対側の点をそれぞれ示す。光弾性のしまは最大剪断ひずみあるいは主ひずみ差を表わすが、この図からモデル実験と双結晶のひずみ分布は傾向が似ており、モデルの場合よりひずみが拘束されて小さくなっていることがよくわかる。次に、試験片の軸方向の中心線上におけるひずみの分布を調べて見ると Fig. 7 のようになる。この図は光弾性のしまから得られる主ひずみ差の分布を試験片の長手方向距離 l に沿って模式的に示したものである。結晶粒界上におけるひずみは光弾性のしまで見える限り、たいいていの場合連続であったが、はっきり不連続のものが二、三あった。図に示すようにアルミニウムの場合は $\theta=30^\circ, 90^\circ$ のとき変形の大きい方で少しひずみの高くなる所があり、また、 $\theta=45^\circ, 60^\circ$ のときは逆に変形の小さい方で少し高くなる傾向があった。モデル実験の場合はもちろん θ により少しようすは異なるがだいたいの傾向を図示すると点線のようになる。結晶粒界によるひずみの拘束を Fig. 7 の s のように一様変形部における両結晶のひずみの平均値と結晶粒界上のひずみの差と定義 (モデルの場合の境界上におけるひずみがほぼ両相の一様変形部のひずみの平均値に近いのでこのように考える) してこの値を求めると 0.2~0.5 であり、変形が進むと小さくなる傾向が見られた。また、結晶粒界が変形に影響をおよぼす範囲を調べて見ると結晶粒界に垂直に測ったとき、ひとつの結晶内で試験片の幅 b_0 ($=10$ mm) 以内であった。

Fig. 7 Schematic diagram of strain distribution along the center line of the specimen.

次に、最小ひずみの生ずる点 f (Fig. 7) の位置は両単結晶の変形量が同じときは結晶粒界上にあり、変形量が異なるにつれて結晶粒界から離れる傾向にあったが、結晶粒界に直角に測ったとき、最大でも 3 mm 位であった。この最小ひ

ずみの生ずることに関して Urie-Wain⁽⁸⁾、佐賀ら⁽¹⁰⁾ が多結晶体の試験片を用いて種々検討しているが、これについてモデル実験と比較し、検討して見る。 $\theta=90^\circ$ の試験片の中心線上のひずみ分布に注目すると、モデル実験の場合は変形の小さい方の接合境界付近で応力・ひずみの小さい点が現われる傾向にあり⁽²⁾、このような応力・ひずみの分布が最小ひずみの点の生ずることと関係しているものと考えられる。ただ、モデル実験の場合はこの変化が小さく、特に両材料の弾性的性質があまり違わないとこの変化はさらに小さくなり、アルミニウムの双結晶の場合にはこの変化がかなりモデルの場合に比べ拡大されていることになる。多結晶体の場合には粒界は必ずしも直線でないが、これについては接合境界が円弧形の場合の我々のモデル実験の結果⁽³⁾によれば円弧の形にあまり関係なく応力分布は前述のように変形の小さい方の境界近傍に応力の小さい点を生ずる傾向にあることがわかっていることなどから、応力分布の状態が結晶粒界近くでひずみの小さい所が生ずることに影響を与えていると考えてよいものと思われる。同じような考えによれば、 $\theta=90^\circ$ のとき、モデルの場合には変形の大きい方の接合境界近くで応力の高い所が生じているから、変形の大きい方の結晶の粒界近くでひずみの高い所が生じてよいわけで、事実本実験の場合にも $\theta=90^\circ$ のときはそのようになっている。なお、本実験の結果によれば、 $\theta=90^\circ$ 以外のときにも変形の小さい方の結晶粒界近くでひずみの小さい点が現われることがあり、モデルと異なるが、 $\theta=90^\circ$ 以外のときは結晶の巨視的な回転のために応力分布の状態が変わることが考えられ、また、両単結晶の中間に変形しにくい硬い相を入れたようなモデルを考える必要があるかもしれないので、このようなモデルについても検討したいと考えている。

2. 降伏応力

降伏応力 σ_y は弾性限の直線と容易すべり領域の接線との交点より求めた。単結晶の応力-ひずみ曲線を単純に合成して得られる降伏応力を σ_m として σ_y/σ_m の値を求めると $\theta=0^\circ$ のとき 1.3~2.2、 $\theta=30^\circ\sim 90^\circ$ のときは 0.7~1.0 となったが、この値と結晶の方位あるいは結晶粒界の角度 θ との関係は本実験ではまだ得られていない。 $\theta=0^\circ$ の場合は単結晶の表面を仕上げずに実験したこと、双結晶を構成する単結晶の幅が少し異なることなどの問題があるため再検討しなければならない。 $\theta=30^\circ\sim 90^\circ$ の場合は結晶粒界自体は変形を拘束するが、結晶粒界の存在により生じた応力の乱れで高応力部が生じ σ_m より小さい値で降伏が進行するものと思われる。結晶粒界が降伏応力に及ぼす影響を考察するときには、降伏応力 σ_y は単結晶の応力-ひずみ曲線を単純に合成したときの降伏応力 σ_m との比較で考えるべきであり、この σ_m は Fig. 8 のように求められる。すなわち、 $\theta=0^\circ$ のときは一定ひずみで変形し、 $\theta=30^\circ\sim 90^\circ$ のときは一定応力で変形するから Fig. 8 のように合成する

Fig. 8 Schematic stress-strain curves of the component single crystal and the bicrystal which is obtained from the component single crystal.

ことができる。したがって、 $\theta = 0^\circ$ のとき $\sigma_m = \sigma_a$ となり、これは単結晶の応力-ひずみ関係によっていろいろの値をとらうが、 $\theta = 30^\circ \sim 90^\circ$ のときは $\sigma_m = \sigma_b = \sigma_f$ で常に小さい方の降伏応力となる。 $\sigma_y/\sigma_m < 1$ のとき粒界は変形を促進するように働いており、 $\sigma_y/\sigma_m = 1$ のときは影響がなく、 $\sigma_y/\sigma_m > 1$ のときは粒界は変形を拘束していると考えられる。美馬らの実験⁷⁾では降伏応力をひずみが0.2%の所の流れ応力をとっているが、この値を用いて上のような考えのもとに σ_y/σ_m を求めて見ると最小約0.8から最大約1.3の間はかなり均一に分布しており、このことから一般的な非等軸双結晶の場合は粒界の変形に対する影響は拘束、影響なし、促進の三つの場合がほぼ同じ割合で出来ているものと考えられる。本実験によれば、前述のように $\theta = 0^\circ$ の場合は変形様式が三つの型に分れたが、この三つの型と上の三つの場合の間に関係があるものと思われる。 $\theta = 30^\circ \sim 90^\circ$ の場合は $\sigma_y/\sigma_m < 1$ であり、粒界自体は変形が小さくなるが、粒界の存在により双結晶全体としては変形を促進していることになる。

なお、上の計算を行なうには試験片の正確な縦弾性係数が必要であり、これはテンシロンのチャートから求めうるわけであるが、本試験機の場合はロードセル等のバネ定数が誤差として入って来たのであらかじめこれを求めておき(約600 kg/mmであった)、これを差し引けばよいわけであるが、純アルミニウムの場合、降伏域のひずみが非常に小さいため、チャック部における試験片のわずかなすべり(2 μ 程度であった)が大きく影響し、チャートからは正確に求めることが出来なかったため、単結晶の縦弾性係数は美馬らと同様な方法⁷⁾で計算により求めた。その結果、式(1)を得たが、この式から任意の方位の縦弾性係数を求め図示すると Fig. 9 のようになる。

Fig. 9 Relation between $E/E_{\langle 100 \rangle}$ and orientation.

$$E = 14.23 \times 10^3 / \{2.19 - (\gamma_1^2 \gamma_2^2 + \gamma_2^2 \gamma_3^2 + \gamma_3^2 \gamma_1^2)\} \quad (1)$$

これは美馬らの計算結果と逆で $\langle 100 \rangle$ で最小値 $E_{\langle 100 \rangle} = 6500 \text{ kg/mm}^2$ 、 $\langle 111 \rangle$ で最大値 $E_{\langle 111 \rangle} = 7650 \text{ kg/mm}^2$ となり、最大値は最小値の約1.2倍になるにすぎない。したがって、縦弾性係数の違いによる影響はあるとしても非常に小さいものである。

3. ひずみ集中係数

試験片各部のひずみの集中度を調べるために最初に光弾性のしま模様が出る点のしま次数とその結晶の一樣変形度のしま次数との比を求めた一例を図示すると Fig. 4 のようになる。 $\theta = 0^\circ$ のときは $K = 2 \sim 3$ 位、 $\theta = 30^\circ \sim 90^\circ$ のときはそれ以上の集中度があり、変形が進むと急速に集中度は落ち、ひずみの再配分が行なわれ一樣変形に近づくことがわかる。したがって、降伏前後のひずみの分布を詳細に調べることが重要である。また、 $\theta = 30^\circ \sim 90^\circ$ の場合はひずみが約2%位になると双結晶の応力-ひずみ曲線は成分単結晶から単純に合成して得られる応力-ひずみ曲線に近づくが、このことからある程度変形が進むと一樣な変形に近づくことを知ることができる。

$\theta = 30^\circ \sim 90^\circ$ の場合について見ると $\theta = 0^\circ$ のものより集

Fig. 10 Relation between σ_y/σ_m and $dK/d\epsilon$. ($\theta = 30^\circ \sim 90^\circ$)

中度が大きく、そのためひずみ分布の乱れが大きく、この値は急速に減少するがその減少する割合 $dK/d\varepsilon$ ($\varepsilon=0.6\%$ におけるもの) と σ_y/σ_m の関係を図示したものが Fig. 10 である。図から $dK/d\varepsilon$ が大きくなるほど (ほぼひずみ集中度が増大することに対応する), σ_y/σ_m の値が小さくなる傾向がうかがわれる。

IV. 結 論

結晶粒界の角度が $\theta=0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ の非等軸なアルミニウム双結晶の降伏点近傍における変形挙動を光弾性皮膜法により全視野的に観察し、次のような結果を得た。

(1) 結晶粒界の角度が $\theta=0^\circ$ の双結晶の変形はかなり不均一に進行し、本実験の範囲内では三つの型に分類された。

(2) 結晶粒界の角度が $\theta=30^\circ\sim90^\circ$ の双結晶の変形もかなり不均一に進行し、そのようすは角度 θ によって異なるが、粒界で変形が小さくなること以外はモデル実験の結果と傾向がよく似ている。

(3) 降伏応力の比 σ_y/σ_m は $\theta=0^\circ$ のとき、1 よりかなり高く、 $\theta=30^\circ\sim90^\circ$ のときは1より低くなったが、 $\theta=0^\circ$ の場合はさらに検討する必要がある。

文 献

- (1) 島田平八：金属学会会報, **8**(1969), 331.
- (2) 清水紘治, 島田平八：機械学会論文集, **37**, 293 (1971), 33.
- (3) 清水紘治：機械学会論文集, **38**, 315 (1972), 2763.
- (4) K. Shimizu and H. Shimada: Technology Reports, Tohoku Univ., **37**(1972), 97.
- (5) J. J. Hauser and B. Chalmers: Acta Met., **9**(1961), 802.
- (6) R. S. Davis, et al.: Trans. AIME, **209**(1957), 136.
- (7) 美馬源次郎, 岡 俊博, 猪子富久治：金属学会誌, **35**(1971), 647.
- (8) V. M. Urie and H. L. Wain: J. Inst. Metals, **81** (1952), 153.
- (9) K. Kawata and S. Hashimoto: Proc. 12th Japan Nat. Congr. Appl. Mech., (1962), 59.
- (10) 佐賀二郎ら：機械学会論文集, **34**, 261 (1968), 842.
- (11) 宮本 博, 三好俊郎, 白鳥正樹：機械学会講演論文集, No. 700-13 (1970), 5.
- (12) 阿部武治：機械学会論文集, **37**, 304 (1971), 2263.
- (13) H. Möller und F. Brasse: Arch. Eisenhüttenw., **26** (1955), 231.
- (14) S. Karashima: Memoirs Inst. Sci. Indust. Res. Osaka Univ., **10**(1952), 78.
- (15) 北川和夫ら：機械学会講演論文集, No. 727-2 (1972), 25.
- (16) H. Shimada and M. Obata: Technology Reports, Tohoku Univ., **36**(1971), 187.
- (17) 結晶工学ハンドブック編集委員会編：結晶工学ハンドブック, 共立出版, (1971), 338.
- (18) 尾田十八：機械学会講演論文集, No. 717-1 (1971), 27.

AgZn-AgCd 擬 2 元合金の状態図と規則格子生成

村 上 勇一郎* 中 西 典 彦**

Yūichiro Murakami and Norihiko Nakanishi: Phase Diagram and Superlattice Formation in AgZn-AgCd Quasibinary Alloys. Phase diagram of $\text{AgZn}_{1-x}\text{Cd}_x$ alloy is investigated. There appear β (disordered bcc), ζ (hexagonal) and β' (CsCl-type ordered cubic) phases in the Ag-Zn-Cd alloy. The β' phase is metastable and T_c of order-disorder (β' - β) transition is not directly observed because of the appearance of the ζ phase. When Au atoms are added to the alloy, T_c increases with increase in Au content and the ζ phase disappears. Therefore the hypothetical critical temperature T_c of the CsCl-type superstructure in $\text{AgZn}_{1-x}\text{Cd}_x$ alloy can be estimated by extrapolating the T_c of $\text{Ag}_{1-m}\text{Au}_m\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x$ to $m=0$. As a result, T_c of the $\text{AgZn}_{1-x}\text{Cd}_x$ alloy increases with increase in Cd content after a minimum at Cd 10 at%. The T_c of AgZn and AgCd is determined to be 250 and 325°C, respectively. The composition dependence of T_c in the $\text{AgZn}_{1-x}\text{Cd}_x$ alloy is treated by statistical thermodynamics with the Bragg-Williams approximation.

(Received October 15, 1973)

I. 緒 言

一般に β 相合金は高温では BCC で室温まで冷却すると規則構造となる。たとえば Cu-Zn, Ag-Zn, Au-Zn 合金は

CsCl 型規則構造を持つ。これらの合金を組み合わせた疑似 2 元系に関しては Au-Cu-Zn, Au-Ag-Zn, Ag-Cu-Zn 系の状態図が既に著者らにより明らかにされている^{(1)~(5)}。

* 京都大学理学部 (Faculty of Science, Kyoto University, Kyoto)

** 甲南大学理学部 (Faculty of Science, Kōnan University, Kobe)