(112)[110] 方位を有する多結晶銅板の 圧延によるすべり回転

上 城 太 一* 関 根 和 喜**

Taichi Kamijo and Kazuyoshi Sekine: Slip Rotations of Polycrystalline Copper having a (112)[110] Orientation during Rolling. Polycrystalline copper with a (112)[110] orientation was cold-rolled up to 85 pct and the slip rotations toward the stable end position was studied.

The normal to the rolling plane rotates toward $\bar{1}11$ and the rolling direction toward 101 . After rolling of 85 pct, the rolling plane normal arrives at the vicinity of $\bar{1}23$ without passing 011 and the rolling direction approaches $2\bar{1}1$. Then the pure metal type texture containing $\bar{1}12$ $1\bar{1}1$ as a minor component is developed. These slip rotations can be well explained as due to the operation of slip systems bearing the highest resolved shear stress and their cross slip systems. So, the minor component is considered to be described as an orientation near $\bar{1}12$ $2\bar{1}1$ rather than $\bar{1}12$ $1\bar{1}1$, since it is necessary that slip systems taking the rolling direction toward $1\bar{1}1$ must operate extensively to cause the orientation near $\bar{1}12$ $2\bar{1}1$ to displace to $\bar{1}12$ $1\bar{1}1$. In consequence, the results obtained in the present work are not consistent with the theory of Dillamore et al. which proposed the pattern $\{011\} \langle 211 \rangle \rightarrow \{123\} \langle 211 \rangle \rightarrow \{112\} \langle 111 \rangle$.

(Received January 30, 1967)

I. 緒 言

Dillamore と Roberts⁽¹⁾ は面心立方金属の圧延集合組織形成の理論を提案し、2軸の応力系に対し分解せん断応力の最も大きなすべり系の活動によつて $\{011\} \langle 211 \rangle$ 方位が形成されるが、交差すべりが広範囲に起こるような条件のもとでは $\{011\} \langle 211 \rangle$ 方位は $\{123\} \langle 211 \rangle$ に近い方位をへて $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位に変化すると主張している。

それに対して上城⁽²⁾は (001) $[110]$ 方位を有する多結晶銅板を圧延し、 $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位は圧延面法線と圧延方向がそれぞれ標準投影図の同一大円上の $\langle 001 \rangle$ - $\langle 112 \rangle$ と $\langle 011 \rangle$ - $\langle 111 \rangle$ の間にある場合に普通のすべり回転によ

つて形成されると説明した。

一方上城と石井⁽³⁾は圧延された $\{011\} \langle 111 \rangle$ 方位の多結晶銅板は圧下率が高くなると、 $\{112\} \langle 111 \rangle$ または $\{112\} \langle 211 \rangle$ に近い方位に向かつてすべり回転することを見出した。この方位変化は Dillamore らが提案した $\{011\} \langle 211 \rangle$ 方位から $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位への変化に類似しているが圧延方向が $\langle 111 \rangle$ にある点が異なっている。

ところで圧延に対し安定な (011) $[2\bar{1}1]$ 方位の圧延面法線と圧延方向のミラーの指数を入れ換えた (112) $[1\bar{1}0]$ 方位は、2軸の応力系に対するすべり系の最大分解せん断応力の値は (011) $[2\bar{1}1]$ 方位のそれと等しいが、この方位は圧延に対し安定ではない。しかし (112) $[1\bar{1}0]$ 方位が圧延によつてどのようなすべり回転をするかを標準投影図上で予測することは非常に困難である。

Verbraak⁽⁴⁾ は (112) $[1\bar{1}0]$ 方位を有する銅の単結晶を圧

* 横浜国立大学工学部 (Faculty of Engineering, Yokohama National University, Yokohama)

** 横浜国立大学大学院 (Student of Graduate School, Yokohama National University, Yokohama)

(1) I. L. Dillamore and W. T. Roberts: Acta Met., **12** (1964), 281.

(2) 上城: 本誌, **30** (1966), 415.

(3) 上城, 石井: 本誌, **31** (1967), 946.

(4) C. A. Verbraak: Acta Met., **6** (1958), 580.

延した場合に、 $\{112\} \langle 111 \rangle$ 双晶方位ならびに $\{011\} \langle 211 \rangle$ 方位が形成されると報告しているが、その方位変化の経路は明示していない。

(112) [110] 方位は圧延面法線と圧延方向が $\langle 001 \rangle - \langle 111 \rangle - \langle 110 \rangle$ を含む同一大円上にはないので、上城⁽²⁾が提案した機構で $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位が形成されることはない。もし (112) [110] 方位の多結晶銅を圧延した場合、圧延集合組織中に $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位が観察されれば、Dillamore らが提案した機構によって、それが形成されたことになる。そのような観点から (112) [110] 方位の多結晶銅に種々の冷間圧延を施して $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位発達過程を追跡し、Dillamore らの理論を吟味するのが本論文の目的である。その際純金属型圧延集合組織である $\{123\} \langle 211 \rangle$ に近い方位成分の形成についても検討することにする。

本実験では、(112) [110] 方位の単結晶を用い、(001) [110] 方位の多結晶銅板を約 70% 圧延することによって $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位を作り、これを圧延面法線のまわりに 90° 回転させることにより $\{112\} \langle 110 \rangle$ 方位の多結晶銅板とした。したがって最初の圧延の際にすべり回転、加工硬化などがすでに生じているが、この影響はないものと仮定した。

II. 試料ならびに実験方法

試料は厚さ 40 mm の真空溶解銅である。これを 95% の冷間圧延後、300°C で 30 min 焼鈍し、立方体再結晶集合組織を発達させてから圧延方向より 45° の方向に約 70% の 1 次圧延を施し、 $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位としたものである。これを 90° 回転すれば、結晶の方位は $\{112\} \langle 110 \rangle$ となるので、さらに 32.6, 56.7, 75.3 および 85.4% の 2 次圧延を行なった。

各試料の (111) および (200) 極点図は X-ray Diffractometer を用い Schulz⁽⁵⁾ の方法により決定した。吸収および反射体積の変化に対する X 線強度の補正は、同一厚さの不規則方位を有する標準試料によって行ない、極点図の等高線の高さは不規則方位の試料の X 線強度を基準として表わした。

III. 実験結果

Fig. 1 および **Fig. 2** に $\{112\} \langle 110 \rangle$ 方位を有する基本試料の (111) および (200) 極点図を示す。

集積のピークは黒三角印および黒四角印で極点図中に示したが、正確には (449) [110] 方位にある。この方位は (112) [110] 方位からのずれが非常にわずかであるので、初期方位は近似的に (112) [110] 方位と見なしてもさしつかえない。

圧延率 32.6% の試料の (111) および (200) 極点図を **Fig. 3** および **Fig. 4** に示す。初期方位は極点図中に黒丸印ならびに半黒丸印で示してある。Fig. 3 を見ると、圧延方向と

▲ (449) [110]

Fig. 1 (111) pole figure for the rolling texture of polycrystalline copper initially with (001) [110] rolled 70 pct and rotated 90° around the axis parallel to the rolling plane normal.

■ (449) [110]

Fig. 2 (200) pole figure for the same specimen as in Fig. 1.

圧延面法線のおよそ中間にあつた一つの [111] 極は圧延方向に近づき、横方向にあつた集積は極点図の円周方向への分散が増すと同時にそのピークが極点図の内部へと変化していることが明らかである。その結果、結晶は大部分 (035) [753] 方位まで回転している。

Fig. 5 および **Fig. 6** に、56.7% 圧延した試料の圧延集合組織の (111) および (200) 極点図を示す。Fig. 5 では、極点図の中央部から圧延方向の近傍まで連続していた集積がはつきり分離している。その結果、集積の中心は $(\bar{1}46) [18 \bar{1}10]$ 方位にある。また横方向の集積は非常に低くなっている。

Fig. 7 および **Fig. 8** に圧延率 75.3% の試料の圧延集合

(5) L.G.Schulz: J. Appl. Phys., 20 (1949), 1033.

Fig. 3 (111) pole figure for the rolling texture of copper rolled 32.6 percent.

Fig. 5 (111) pole figure for the rolling texture of copper rolled 56.7 percent.

Fig. 4 (200) pole figure for the same specimen as in Fig. 3.

Fig. 6 (200) pole figure for the same specimen as in Fig. 5.

組織の(111)ならびに(200)極点図を示す。この極点図は不規則方位の多結晶銅板を圧延した場合のそれとかなり近づいており、主成分は $\{134\} [956]$ 方位と記述できる。

Fig. 9 と Fig. 10 は最も圧延率の高い試料の圧延集合組織の(111)ならびに(200)極点図である。(111)極点図の横方向の集積は低い、この圧延集合組織は不規則方位の多結晶銅板を圧延した場合のそれと類似している。そこで圧延集合組織の主成分は、純金属型圧延集合組織のそれと一致し、 $\{123\} [211]$ 方位に近い $\{123\} [1157]$ 方位となっている。また新たに副成分として、 $\{112\} [111]$ 方位が存在していることが明らかである。

IV. 考 察

極点図によって示した圧延集合組織の変化から $\{112\} [110]$ 方位は $\{011\} [211]$ 方位をへることなしに直接、純金属型圧延集合組織に変化していることがわかる。また圧延集合組織の主成分が $\{123\} <211>$ 型の方位に到達すると同時に、 $\{112\} [111]$ 方位の形成が観察されるので、Dillamoreらによつて提案された $\{110\} <112> \rightarrow \{123\} <211> \rightarrow \{112\} <111>$ なる方位変化は明瞭には認められない。

つぎにこの方位変化を(001)標準ステレオ投影図上で解析しよう。Fig. 11 は各極点図に示した試料の主方位に対

Fig. 7 (111) pole figure for the rolling texture of the copper rolled 75.3 percent.

Fig. 9 (111) pole figure for the rolling texture of copper rolled 85.4 percent.

Fig. 8 (200) pole figure for the same specimen as in Fig. 7.

Fig. 10 (200) pole figure for the same specimen as in Fig. 9.

する圧延面法線、圧延方向および横方向の変化を示す(001)標準投影図である。ここでA~Dはすべり面を、1~6の数字はすべり方向を表わしている。いま Fig. 11 に示したごとくに、圧延面法線を[449]に、圧延方向を[110]にプロットすると、この方位においては、2軸の応力系に対して分解せん断応力最大となるすべり系はB1とD2である。D2が活動した場合の方位変化は、B1のそれと等価であるから、以後省略することにする。B1が活動した場合には、圧延面法線はBに向かって回転し、大円[001]-[011]を越えて[111]に近づく。一方圧延方向は[101]に向かって移動するので、[211]の近傍に達する。するとA5の分解せん断応力が急速に増加しA5が活動するように

なる。そこでB1とA5が同時に活動すると考えると、圧延方向は[211]に留まり、圧延面法線はAとBの中間点[011]に近づくはずである。ところが Fig. 11 に示されるごとくに、圧延面法線は[011]には近づくず、[123]近傍に達する。これはCをすべり面とするすべり系が活動したためと推察されるが、そのようなすべり系は分解せん断応力の値が非常に小さい。

ところで、B1とA5の交差すべり系はC1とC5である。交差すべり系はたとえ分解せん断応力が小さくても活動することができるから、C1とC5が作動すれば、圧延面法線はCに向かって移動するはずである。そこでB1、A5とともに交差すべり系C1とC5が活動したと考えれ

Fig. 11 Standard (001) stereographic projection for cubic crystal showing slip plane A-D and slip direction 1~6. It represents also rotation of rolling plane normal, rolling direction and transverse direction towards the stable end orientations.

ば、圧延面法線が $[011]$ に近づくことができないことは理解し得る。このように、 $(\bar{1}23)[2\bar{1}1]$ に近い方位で示される純金属型圧延集合組織の形成はすでに著者の一人⁽⁶⁾が報告したように、分解せん断応力の最も大きなすべり系ならびにその交差すべり系の活動によつて説明することができる。

つぎに $(\bar{1}12)[\bar{1}\bar{1}1]$ 方位の成因について検討しよう。圧延集合組織の主成分が $(\bar{1}23)[11\bar{5}7]$ 方位となると同時に $(\bar{1}12)[\bar{1}\bar{1}1]$ 方位の形成が認められるので、 $(112)[\bar{1}\bar{1}0]$ 方位から $(\bar{1}12)[\bar{1}\bar{1}1]$ 方位へ直接すべり回転する結晶も存在するということが予想される。このような観点から Fig. 11 にその経路を '印のついた数字で示し、この方位の極点を各極点図に半黒三角印、ならびに半黒四角印で表わした。これらの極点は各極点図において集積の中心にはないが、そのすその部分に位置しているので、そのような方位変化の経路をとる結晶も存在すると考えることができる。Fig. 11 において、 $(\bar{1}12)$ に向かう圧延面法線の移動経路は $(\bar{1}23)$ に向かうそれよりも C に寄っているの、前者では交差すべりがさらに広範囲に起こったことを示している。ところが

(6) 上城：本誌，30(1966)，207。

圧延方向は D に向かつて移動しており、これは B1, A5, C1 および C2 の活動だけでは説明できない。圧延方向が $[\bar{1}\bar{1}1]$ に到達するためには、上城と石井⁽³⁾がさきに指摘したごとく、A4 と B4 の活動が必要である。しかし A4 と B4 の分解せん断応力値は小さいのでそれが作動するということは期待しがたい。したがってそのような方位変化も容易に起こるとは考えられない。

ところで、 $(\bar{1}12)[\bar{1}\bar{1}1]$ 方位の各極点は Fig. 9 と Fig. 10 に示したように、かなり高い集積の上にあるが、これら極点は圧延集合組織の主成分の極点に非常に近いので、本当に $(\bar{1}12)[\bar{1}\bar{1}1]$ 方位であるか否かは疑問の余地がある。換言すれば、これらの集積は $(\bar{1}12)[\bar{1}\bar{1}1]$ 方位ではなくて、 $(\bar{1}12)[2\bar{1}1]$ に近い方位成分でも表現することができる。このような観点に立てば、A4 と B4 の活動を考えることなく、交差すべりだけで圧延集合組織の副成分の形成を説明できるので、最も圧下率の高い試料に存在する圧延集合組織の副成分は $\{112\}\langle 211 \rangle$ に近い方位であると結論できる。

V. 総 括

$(112)[\bar{1}\bar{1}0]$ 方位を有する多結晶銅板に 85.4% 以下の種々の圧延率で冷間圧延を施し、最終安定方位に至る方位変化の挙動を研究して、つぎのごとき結果を得た。

(1) 圧延面法線は $[112]$ から $[\bar{1}\bar{1}1]$ に向かつて回転し、大円 $[001]-[010]$ を越えて、 $[011]$ をへることなしに直接 $(\bar{1}23)$ 近傍に到達する。一方圧延方向は $[101]$ に向かつて移動し、 $(2\bar{1}1)$ 近傍に達することにより純金属型圧延集合組織が形成された。それと同時に副成分の $(\bar{1}12)[\bar{1}\bar{1}1]$ 方位の形成が認められた。

(2) この方位変化は分解せん断応力最大のすべり系ならびにその交差すべり系の活動によつて説明することができる。その場合には副成分は $(\bar{1}12)[\bar{1}\bar{1}1]$ 方位よりはむしろ $(\bar{1}12)[2\bar{1}1]$ に近い方位であると考えたほうがよい。したがって、本実験の結果は $\{011\}\langle 211 \rangle \rightarrow \{123\}\langle 211 \rangle \rightarrow \{112\}\langle 111 \rangle$ という方位変化の経路とは一致しない。

終りに懇切なる御指導をいただいた横浜国立大学工学部和田良澄教授、試料を提供して下さいた古河電気工業株式会社堀芳郎氏ならびに実験に協力して下さいた富沢健一氏に深く感謝いたします。