再結晶温度直下で圧延したアルミニウム合金に おける (4 4 11) $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}18]$ 方位の形成について

上城 太一*・福富 洋志*・中野内幸雄**

Formation of (4 4 11) $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}18]$ orientation in aluminum alloy
rolled just below recrystallization temperature

UDC : 669.715-12 : 539.389

Taichi KAMIJO*, Hiroshi FUKUTOMI*
and Yukio NAKANOUCI**

Aluminum alloy sheets containing 0.26 mass% Zr were rolled up to 96% at 400°C just below the recrystallization temperature to examine formation of the (4 4 11) $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}18]$ component. (111) pole figure of an alloy sheet rolled to 96% at room temperature is quite similar to that of a heavily rolled pure aluminum sheet. (111) pole figure of a sheet rolled 84% at 400°C consists of the (4 4 11) $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}18]$ orientation and that rolled 96% is rather well accounted for by the orientation spread from (4 4 11) $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}18]$ to (011) $[\bar{2}\bar{1}1]$ than that from (112) $[\bar{1}\bar{1}1]$ to (011) $[\bar{2}\bar{1}1]$. Assuming that the resolved shear stresses in operating slip systems at stable orientations are equal to each other and highest, the compressive stress axis in the (4 4 11) $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}18]$ oriented grains might incline 8° from the rolling plane normal. The inclination of the stress axis at warm rolling is attributed to the constraints due to macroscopically the force acting between rolls and sheets.

(Received October 7, 1983)

1. 緒 言

圧延集合組織の形成を結晶のすべり回転の概念によって理論的に解析する方法には2つの立場がある。その1つは多重すべりによる拘束塑性変形を取扱う方法で、Taylor¹⁾の最小せん断和の原理または Bishop と Hill²⁾の最大塑性仕事の原理に基づく、いわゆる Taylor モデルによる解析である。他の1つは変形中不変の応力系を仮定し、それに対して分解せん断応力の最も大きなすべり系の活動によって、変形集合組織が形成されると考える Dillamore と Roberts³⁾ならびに著者⁴⁾らの Sachs モデル⁵⁾による解析法である。

面心立方金属の圧延集合組織の主成分は、 $\{112\}\langle 111 \rangle$ 方位から $\{123\}\langle 211 \rangle$ に近い方位を経て $\{011\}\langle 211 \rangle$ 方位に至る分散の中に含まれている。積層欠陥エネルギーの大きなアルミニウムでは、 $\{112\}\langle 111 \rangle$ に近い成分が主体⁶⁾であるが、銅では板面の指数が $\{112\}$ から $\{011\}$ に $\langle 111 \rangle$ 晶帯大円に沿って変化することについて、圧延方向の指数が

$\langle 111 \rangle$ から $\langle 211 \rangle$ に $\langle 110 \rangle$ 晶帯大円に沿ってほぼ同じ強度で変化する⁶⁾。積層欠陥エネルギーの小さな 7-3 黄銅では、 $\{112\}\langle 111 \rangle$ 方位成分はほとんど存在せず、 $\{011\}\langle 211 \rangle$ からむしろ $\{011\}\langle 100 \rangle$ に向かって分散している⁶⁾。

著者⁷⁾の一人は (001) $[\bar{1}\bar{1}0]$ 方位を有する多結晶銅を圧延すると (112) $[\bar{1}\bar{1}1]$ 方位に変わることを見だし、Sachs モデルに基づいて $\{112\}\langle 111 \rangle$ から $\{011\}\langle 211 \rangle$ に至る方位分散を有する純金属型の圧延集合組織の形成を説明した。圧延における応力系を、圧延面に垂直に作用する圧縮応力 σ と圧延方向に平行に働く引張応力 σ となる2軸のそれと仮定すると、圧延面が (001) と (112) の間に、そして圧延方向が $[\bar{1}\bar{1}0]$ と $[\bar{1}\bar{1}1]$ の間にある結晶では、すべり系 (111) $[\bar{1}\bar{1}0]$ と (111) $[0\bar{1}1]$ の分解せん断応力が等しく最大になる。それゆえ、結晶は其面すべりにより、横方向の $[\bar{1}\bar{1}0]$ 軸のまわりに回転し、すべり系 (111) $[\bar{1}\bar{1}0]$ と (111) $[\bar{1}\bar{1}1]$ および前述の2つを合せた4つのすべり系分解せん断応力が等しくかつ最大となる (112) $[\bar{1}\bar{1}1]$ 方位に達する。したがって、この方位は Sachs モ

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

** 横浜国立大学工学部学生、(現)理研ピストンリング工業㈱ (柏崎市)。Riken Piston Industrial Co., Ltd. (Kashiwazaki)。

デルにおける安定方位の一つである。引続いて結晶はすべり系(111)[T01]と $\bar{1}11$ [$\bar{T}10$]または(111)[0 $\bar{T}1$]と(1 $\bar{T}0$)[$\bar{T}10$]の組合せによる共役すべりによつて、最終安定方位である(011)[$\bar{2}11$]または(101)[$\bar{T}21$]に向かつて回転する。

一般に圧延変形では板厚が減少し、幅広がりせずに長手方向に伸びる。そして板面、縦断面と横断面の形状は矩形のままであるとみなすことができる。古典的 Taylor モデルによる解析では、板面、縦断面および横断面のせん断歪はすべて拘束され、かつ個々の結晶粒は巨視的な形状変化に相似のそれを行うという均一変形 (homogeneous strain) を前提として、すべり回転を定量的に取扱う。

そこでは活動する5個のすべり系が最小せん断歪の原理で選択されるが、活動すべり系の組合せと活動比率は一義的には定まらない。すなわち、いくつかの等価の組合せがあるので、Taylor が示した引張りと圧縮の場合の方位変化のように、回転の大きさおよび回転方向の範囲が与えられるだけである。軸対称変形の場合には、ステレオ3角形内の多くの方位における結晶回転の方向がある角度範囲内にあることが示されれば、理論解析結果の表示として十分である。しかし、圧延では小さな圧下によるすべり回転の積み重ねによつて高圧下率における結晶の最終安定方位を求めるため、すべり回転の方向と大きさが一義的に与えられなければ、最終安定方位を定量的に予測することはできない。

そのような理由から、圧延集合組織の形成を定量的に解析するためには、活動すべり系の種類とその活動比率を一義的に定めることを可能にするもう一つの条件を導入することが必要である。このため、多くの仮定^{8),9)}が提案され、それに基づいて解析がなされてきた。すなわち、2つのベクトルで示される回転方向の間で、①回転に伴う仕事量の最小の方向⁸⁾、②回転ベクトルの平均の方向⁹⁾、③分解せん断応力の最も大きなすべり系が最も活動することによつて回転する方向等に向かつて結晶が回転するという仮定が置かれた。それらの仮定に基づく解析の結果はいずれも{4411}<11118>方位を中心とした分散を有する集合組織が最終安定方位になっている。(4411)[$\bar{T}1\bar{T}18$]方位は(112)[$\bar{T}11$]から(001)[$\bar{T}10$]に向かつて横方向の[1 $\bar{T}0$]のまわりに8°回転した方位である。

室温で圧延したアルミニウム、銅などの集合組織に関して報告されている実験結果と、Taylorモデルによる予測との間のこのような不一致が、Taylorモデルにおけるすべり系の選択法および活動度の評価法に問題があることによるのか、実際の圧延における個々の結晶粒の形状変化が均一変形の条件を満足していないことによるのかは明らかでない。しかし、後者に着目した理論の修正が

いくつか試みられ、縦断面のせん断変形が許されるとした緩和 Taylor モデル¹⁰⁾によつて、(112)[$\bar{T}11$]方位の形成は説明できることが見いだされた¹¹⁾。それゆえ、すべり系の選択法および活動度の評価法には誤りはないと考えられている。

前述のように圧延集合組織の形成を説明する Taylor モデルは、材料の連続性を保障し歪の均一性を仮定しているため、応力の連続性を無視している。したがつてこのモデルが有効に利用できるのは、応力がたとえ不連続であつても、その影響が非常に小さい場合、すなわち、高温での変形あるいは加工硬化の小さな材料における現実の集合組織の形成を説明する場合であらうと思われる。そのような観点から、本論文では少量のジルコニウムを窒化物の形で添加し高温での圧延を可能にしたアルミニウム合金を室温と再結晶温度の直下で圧延し、後者では Taylor モデルから予測される集合組織が発達する否か実験的に確かめた。そして{4411}<11118>方位成分の発達した圧延集合組織の(111)極点図が得られたので報告し、その成因について検討する。

2. 実験方法

ジルコニウムを窒化物の形で添加した市販のアルミニウム合金の組成をTable 1に示す。この合金をガス炉で再溶解して金型に casting、20 mm×80 mm×200 mmの大きさのインゴットとした。これを約400℃に加熱して、板厚が25 mm 板幅が60 mm になるように鍛造を行い、450℃にて1時間焼鈍して均質化をはかった。そしてその一部を室温にて1 mm まで96%圧延した。本実験では圧延条件をロール直径0.32 m、シリコンオイル潤滑、圧延速度10~14 m/min、1パスの圧下率10%に定めた。この板に種々の温度で30分間の焼鈍を行い、ビッカース硬度を測定して、等時焼鈍の軟化曲線を求めた。その結果、軟化の開始温度が380℃付近にあつたので、第1段階の高温圧延は素材を380℃に加熱し、板厚12.8 mm まで行つた。その際素材の温度の低下を防ぐため、板厚20 mm と16 mm で再加熱した。

第2段の圧延ではロール表面をガスバーナーで200℃にあたため、試料を1パスごとに400℃に加熱して、板厚12.8 mm の状態から1 mm まで96%行つた。初方位の影響を知るため、12.8 mm 以上の圧延を、400℃にて第1段の圧延方向に垂直な方向に行つた板も作つた。圧延集合組織の(111)極点図は、板の中心部より0.1 mm 厚の試片をNaOH溶液による化学研磨にて取出し、Ni フィルターを通したCuK α 特性X線を用い、Schultzの透過法と反射法によつて作成した。X線強度の等高線はアルミニウム粉末を焼鈍して作つた不規則方位の試料からの回折強度を単位として表した。

Table 1 Chemical composition of alloy

Element									
Al	Cu	Si	Fe	Mn	Mg	Zn	Cr	Ti	Zr
98.87	0.12	0.13	0.59	0.01	Tr	0.01	Tr	0.01	0.26

3. 実験結果

0.26%のジルコニウムを窒化物の形で含むアルミニウム合金を室温で96%圧延した試料の(111)極点図を **Fig. 1** に示す。Fig. 1 は純アルミニウムを室温で圧延した時に得られる典型的な純金属型のそれとよく一致しており、ジルコニウム添加による相違はほとんど見られない。この合金を380℃にて50%圧延した試料の(111)極点図を **Fig. 2** に示す。Fig. 2 は集合組織が未発達の状態の方位分散が非常に大きい。そのため、ミラーの指標で記述することは困難である。一般に圧下率50%程度で形成される中間段階の圧延集合組織の(111)極点図には、圧延方向の近傍に高い集積が存在するが、Fig. 2 ではそれが約10°極点図の中心に向かって張出している。すなわち黒三角印で示される(4411)[$\bar{1}\bar{1}$ 118]の理想方位よりも、対応する集積のピークの位置は(001)[110]方位側へずれている。(011)[100]方位成分は存在するが、(011)[$\bar{2}\bar{1}$ 1]方位成分は少ない。すなわち、この極点図は(4411)[$\bar{1}\bar{1}$ 118]方位へ向かう結晶回転の起こっていることを示唆しているといえよう。

第2段の圧延を400℃にて、全圧下率が84%と96%になるように行つた試料の(111)極点図を **Fig. 3** と **Fig. 4** にそれぞれ示す。Fig. 3 では(011)[$\bar{2}\bar{1}$ 1]方位成分が非常に少ない。(111)極点図の中心から圧延方向に向かって25°付近、圧延方向の近傍ならびに残る2つの対応する集積のピークは黒三角印と白三角印とを比較すれば明らかに、(4411)[$\bar{1}\bar{1}$ 118]方位により一致している。圧下率の最も高い試料の(111)極点図は(011)[$\bar{2}\bar{1}$ 1]方位成分が増加して、全体的には純金属型の圧延集合組織のそれに類似している。しかし、後者では、Fig. 1 から明らかなごとく、極点図の外周上圧延方向から20°の位置に2つの非常に高い集積が存在し、それが外周に沿って圧延方向まで分散しているが、前者では圧延方向を通らず大略緯度線に沿って分散している。そして、そのピークの位置ならびに中心から圧延方向に向かって25°の位置にある集積のピークの位置が黒三角印に一致している。したがって、この試料の圧延集合組織は(4411)[$\bar{1}\bar{1}$ 118]方位から(134)[$\bar{8}\bar{4}$ 5]に近い方位を経て(011)[$\bar{2}\bar{1}$ 1]方位に至る分散を有する Taylor モデルの解析で予測されるそれに近いものであるといえよう。

(4411)[$\bar{1}\bar{1}$ 118]方位の形成が、試料の圧延前に有する

Fig. 1 (111) pole figure for rolling texture of aluminum alloy containing 0.26%Zr rolled 6% at room temperature. The typical pure metal type texture.

初期集合組織に起因する可能性があるので、第2段の圧延を第1段の圧延方向に対し垂直な方向に行つた試料の集合組織の(111)極点図を測定した。その結果を **Fig. 5** に示す。Fig. 5 と Fig. 3 を比較すると、圧延方向近傍においては前者では円周上 RD より20°の位置に集積のピークがあるが、その他の集積には大きな相違は見られない。すなわち、(112)[$\bar{1}\bar{1}$ 1]方位を示す白三角印よりは黒三角印の方が集積のピークと一致しており、(4411)[$\bar{1}\bar{1}$ 118]方位の形成が試料の圧延前の方位に起因するものでないことが、これによつて確認された。

4. 考 察

アルミニウムの単結晶に引張り変形を与えた場合には、単一すべりに続く二重すべりによつて、引張応力軸が<112>方向に向かって回転する。それに対し、面心立方金属に引抜き加工を施した場合には、<111>方向と<001>方向がワイヤー軸に平行に配列した二重繊維組織が形成される。アルミニウムでは90%以上を占めるほぼ

$\Delta (112) \quad \{\bar{1}\bar{1}1\}$
 $\blacktriangle (4411) \quad \{\bar{1}\bar{1}\bar{1}8\}$
 $\triangle (011) \quad \{\bar{2}\bar{1}1\}$
 $\triangle (134) \quad \{\bar{8}\bar{4}5\}$
 $\triangle (011) \quad \{\bar{1}00\}$

Fig. 2 (111) pole figure for intermediate type rolling texture of specimen rolled primarily 50% at 380°C.

$\Delta (112) \quad \{\bar{1}\bar{1}1\}$
 $\blacktriangle (4411) \quad \{\bar{1}\bar{1}\bar{1}8\}$
 $\triangle (011) \quad \{\bar{2}\bar{1}1\}$
 $\triangle (134) \quad \{\bar{8}\bar{4}5\}$

Fig. 4 (111) pole figure for rolling texture of specimen rolled totally 96% at 400°C showing new type of texture described by the orientation spread from $(4411)[\bar{1}\bar{1}\bar{1}8]$ to $(011)[\bar{2}\bar{1}1]$.

$\Delta (112) \quad \{\bar{1}\bar{1}1\}$
 $\blacktriangle (4411) \quad \{\bar{1}\bar{1}\bar{1}8\}$
 $\triangle (011) \quad \{\bar{2}\bar{1}1\}$
 $\triangle (134) \quad \{\bar{8}\bar{4}5\}$

Fig. 3 (111) pole figure for rolling texture of specimen rolled totally 84% at 400°C after 50% reduction at 380°C showing formation of a $(4411)[\bar{1}\bar{1}\bar{1}8]$ orientation.

$\Delta (112) \quad \{\bar{1}\bar{1}1\}$
 $\blacktriangle (4411) \quad \{\bar{1}\bar{1}\bar{1}8\}$
 $\triangle (011) \quad \{\bar{2}\bar{1}1\}$
 $\triangle (134) \quad \{\bar{8}\bar{4}5\}$

Fig. 5 (111) pole figure for rolling texture of specimen rolled 92% at right angle to primary rolling direction. Total reduction 96% and rolling temperature 400°C.

単一の $\langle 111 \rangle$ 繊維組織が発達するが、ワイヤー軸の $\langle 112 \rangle$ から $\langle 111 \rangle$ への回転は二重すべりおよびその交差すべり系の活動では説明できない。このように Sachs モデルによるすべり回転の解析は $(112) [\bar{1}\bar{1}1]$ 方位の形成の説明においては成功をおさめたが、材料の連続性を保障しておらず、拘束変形の際の結晶のすべり回転を常に正しく予測できる方法ではない。

ここで、Sachs モデルの安定方位 $(112) [\bar{1}\bar{1}1]$ と Taylor モデルのそれ $(4411) [\bar{1}\bar{1}\bar{1}1]$ との間に 8° のずれの生ずる理由を示す。圧延の際の変形は変形勾配すなわち塑性ディストーションによって記述される。塑性ディストーションは拘束条件を与える対称テンソルと結晶の剛体的回転を表す反対称テンソルから成っている。 $(112) [\bar{1}\bar{1}1]$ 方位では最小仕事の原理を満足する活動すべり系は $(111) [\bar{1}01]$ と $(111) [\bar{0}\bar{1}1]$ の対ならびに $(\bar{1}\bar{1}1) [\bar{1}10]$ と $(\bar{1}\bar{1}1) [\bar{1}\bar{1}0]$ の対である。圧延面法線方向を x 、圧延方向を y 、横方向を z とすると、両すべり系対は圧延方向に関して対称になっているため、すべりによるせん断歪 $1/2(\gamma_{yz} + \gamma_{zy})$ と $1/2(\gamma_{zx} + \gamma_{xz})$ ならびにすべりによる回転 $1/2(\gamma_{yz} - \gamma_{zy})$ と $1/2(\gamma_{zx} - \gamma_{xz})$ は常に零である。対称テンソルの成分 $1/2(\gamma_{xy} + \gamma_{yx})$ は前者と後者のすべり系対が $1:3.5$ の比で活動した時に零になる。一方、 $(112) [\bar{1}\bar{1}1]$ 方位を維持するためには、前者と後者が $1:1.5$ の比で活動することが必要である。この時反対称テンソル成分 $1/2(\gamma_{xy} - \gamma_{yx})$ が零となる。すなわち、縦断面の形状を矩形に保つように変形すると、結晶の剛体的回転を生じ、逆に $(112) [\bar{1}\bar{1}1]$ 方位が保持される時には縦断面がせん断変形する。したがって、均一変形的前提のもとでは $(112) [\bar{1}\bar{1}1]$ 方位は安定ではなく、すべり系対 $(\bar{1}\bar{1}1) [\bar{1}10]$ と $(\bar{1}\bar{1}1) [\bar{1}\bar{1}0]$ の広範囲な活動の結果として、結晶は $(4411) [\bar{1}\bar{1}\bar{1}1]$ 方位まで回転する。ここでは圧延面法線方向と圧延方向の歪成分 ε_{xx} と ε_{yy} を除く対称テンソル成分ならびに反対称テンソルがいずれも零となるから、 $(4411) [\bar{1}\bar{1}\bar{1}1]$ 方位は Taylor モデルの安定方位であることができる。

それに対し Sachs モデルでは $(112) [\bar{1}\bar{1}1]$ と $(4411) [\bar{1}\bar{1}\bar{1}1]$ の間にある方位を有する結晶は、固定された2軸の応力系に対する分解せん断応力の最も大きなすべり系 $(111) [\bar{1}01]$ と $(111) [\bar{0}\bar{1}1]$ の活動によって $(112) [\bar{1}\bar{1}1]$ に向かつて前述の方位変化とは逆向きに回転する。それゆえ、 $(4411) [\bar{1}\bar{1}\bar{1}1]$ 方位を保持するようにすべり系群が活動している時には、2つの主応力軸はそれぞれ圧延面法線方向と圧延方向からずれていることになる。応力軸が傾斜するのは、一つの結晶粒が二重すべりを生じた結果としてせん断変形しようとする時に、隣接する結晶粒から反作用を受けるからである。多重すべりが生ずるように反作用によって応力軸が回転する結果、 (4411)

$[\bar{1}\bar{1}\bar{1}1]$ 方位が保持されるようにすべり系群が活動する場合にも、圧力下と反作用の合力は結晶の (112) 面に垂直に作用している。このように活動すべり系の臨界せん断応力が等しく、したがって、作用する分解せん断応力が常に等しく最大であると考えた場合には、応力の主軸は圧延方向と圧延面法線方向からそれぞれ傾斜していなければならない。均一変形的前提から生まれるこのような変形に対する拘束力は、微視的には前述のように周りを取り巻く結晶粒によって与えられ、また巨視的にはロールと素材の間に働く力によってもたらされると考えられる。

このように、Taylor モデルでは応力の連続性が無視されており、Sachs モデルでは歪の連続性が保障されていない。しかし、歪が大きい場合には応力と歪の連続性を共に満足するモデルはいまだ提案されていない。 $\{4411\} \langle 1111 \rangle$ から $\{011\} \langle 211 \rangle$ に至る方位分散を有する多結晶体中のすべての結晶粒が圧延変形に対し安定であるとすれば、方位の異なる結晶粒ごとに応力状態が異なるということになる。

純アルミニウム冷圧板の表面には $(001) [\bar{1}\bar{1}0]$ 方位を有する表面集合組織が形成されるが、これはせん断圧縮集合組織である。すなわち、圧下力ならびにそれと同時に作用する素材とロールの間に働く摩擦力によって形成されるものと考えられている。材料が硬く変形に対する抵抗が大きい場合には、圧下力がそれだけ大きくなるので、表面層に生ずるせん断変形は材料の硬さには無関係と思われる。しかし実際には面心立方金属中で軟らかいアルミニウムにおいてのみ表面集合組織が発達する。これは素材が軟らかいほどロール表面によくなじんで、摩擦係数が大きくなるからであろう。それゆえ、アルミニウムを再結晶温度の直下で圧延した時に $(4411) [\bar{1}\bar{1}\bar{1}1]$ 方位が形成された原因の一つとしては、素材が軟らかくなった分だけ相対的にロールと隣接する結晶粒による拘束が利いて、縦断面のせん断変形も拘束されているとする Taylor モデルの均一変形的前提条件が充たされるようになったということが考えられるであろう。本研究では極点図作成用試片を板厚の中心部から取り出しており、 $(4411) [\bar{1}\bar{1}\bar{1}1]$ 方位が Truszkowski ら¹²⁾が問題にしている表面層における不均一変形の結果生じたとは考えられない。

本実験で $(4411) [\bar{1}\bar{1}\bar{1}1]$ 方位が形成されたことに対しては結晶塑性学的な理由も見出すことができる。すなわち、アルミニウムのように積層欠陥エネルギーの大きな金属は交差すべりの起こりやすいことが知られており、交差すべりは高温ほど広範囲に生ずる。すべり系 $(\bar{1}\bar{1}1) [\bar{1}10]$ と $(\bar{1}\bar{1}1) [\bar{1}\bar{1}0]$ の対は互いに交差すべりの関係になっている。それゆえ、共面すべりの関係にあるすべり系

対(111)[$\bar{1}01$]と(111)[$0\bar{1}1$]より高温では見かけ上臨界せん断応力が小さくなることが考えられる。その場合には前者の活動がより活発となり、安定方位が(112)[$\bar{1}11$]から(4411)[$\bar{1}11$ 8]の方へ移行する。

なお、本実験では再結晶温度を高める合金元素としてジルコニウムの窒化物の入った合金を用いたが、その後工業用純アルミニウムを再結晶温度直下の300℃で温間圧延したところ(4411)[$\bar{1}11$ 8]方位の形成が認められた¹²⁾。それゆえ、(4411)[$\bar{1}11$ 8]方位成分の発達 はジルコニウムの窒化物が細かく分散することによつて変形のモードが変化したためではなく、それによつて再結晶を抑えて高温で圧延したことによるものであると解される。

5. 結 言

Taylor モデルに基づく理論解析によれば、(4411)[$\bar{1}11$ 8]が積層欠陥エネルギーの大きな面心立方金属における最終安定圧延集合組織の主成分であると予測されるが、実際の集合組織は(112)[$\bar{1}11$]から(011)[$\bar{2}11$]に至る方位分散によつて記述できる。理論的予測と実験結果との間のこの不一致は粒界での応力の不連続性の無視に起因すると考えられる。それゆえ、Taylor モデルは応力の不連続性がすべり回転にほとんど影響を及ぼさないような場合に形成される優先方位の説明に適用できるであろう。このような観点から、(4411)[$\bar{1}11$ 8]成分の形成を調べるため、0.26 mass%のZrを含むアルミニウム合金板を再結晶温度の直下の400℃で96%まで圧延した。室温で96%まで圧延した合金板の集合組織の(111)極点図は強度に圧延した純アルミニウムのそれと極めて類似していた。400℃で84%圧延した板の(111)極点図は(4411)[$\bar{1}11$ 8]方位から成り立っており、96%圧延した板の極点図は(112)[$\bar{1}11$]から(011)[$\bar{2}11$]よりはむしろ

(4411)[$\bar{1}11$ 8]から(011)[$\bar{2}11$]に至る方位分散によつてうまく記述できた。安定方位において活動しているすべり系群の分解せん断応力が互いに等しくかつ最大であると仮定すると、(4411)[$\bar{1}11$ 8]方位を有する結晶粒では圧縮応力軸が圧延面法線方向から8°傾いていることになる。温間圧延の際のこのような応力軸の傾斜は、微視的には隣接する結晶性による拘束、また巨視的にはロールと板との間に作用する力による拘束によつて生ずるものと考えられる。

終りに有益な検討と助言をして下さった東京大学木原諄二助教授と横浜国立大学関根和喜助教授に深く感謝致します。また、本研究の一部は軽金属奨学会の研究補助金によつて行われましたので併せて感謝致します。

参 考 文 献

- 1) G. I. Taylor: *J. Inst. Met.*, **62** (1938), 307.
- 2) J. F. W. Bishop and R. Hill: *Phil. Mag.*, **42** (1951), 414.
- 3) I. L. Dillamore and W. T. Roberts: *Acta Met.*, **12** (1964), 281.
- 4) T. Kamijo: *Trans JIM*, **10** (1969), 238.
- 5) G. Sachs: *Z. Deut. Ing.*, **72** (1928), 734.
- 6) R. O. Williams: *Trans. JMS-AIME*, **242** (1968), 105.
- 7) 上城太一: 日本金属学会誌, **30** (1966), 415.
- 8) 関根和喜, 吉村 修, 井上威恭, 上城太一: 日本金属学会誌, **40** (1976), 457.
- 9) P. V. Houtte and E. Aernoudt: *Z. Metallk.*, **66** (1975), 203, 303.
- 10) P. V. Houtte: *ICOTOM 6*, **1** (1981), 428.
- 11) M. Mecking: *ICOTOM 6*, **1** (1981), 53.
- 12) W. Truszkowski, J. Krol and B. Major: *ICOTOM 6*, **1** (1981), 39.
- 13) 森田直己, 上城太一: 日本金属学会講演概要, **92** (1983), 129.