純アルミニウムの圧延集合組織の形成*

藤原 澄丸**・坂井 秀之***

本間 梅夫****・雄谷重夫*****

Formation of rolling textures in aluminum*

UDC 669.71 : 539.388.2 : 548.23

FUJIWARA Sumimaru**, SAKAI Hideyuki***, HONMA Umeo**** and OYA Shigeo*****

Growth-twinned polycrystalline aluminum of which crystallographic orientation was three-dimensionally controlled was cold-rolled in the directions $\{111\}\langle 112 \rangle$, $\{111\}\langle 110 \rangle$, $\{001\}\langle 100 \rangle$ and $\{001\}\langle 110 \rangle$. Analyses of pole figures and slip lines lead to understanding of the formation of the rolling textures and the factors contributing to it, such as grain boundaries, neighboring grains and twin planes.

Symmetrical geometry of the active slip systems about a plane containing ND-RD is an important factor to govern the formation of rolling textures of a pure metal type. Finally stable orientations are $\{110\}\langle 112 \rangle$, $\{112\}\langle 111 \rangle$ and $n\{123\}\langle 121 \rangle$.

If the active slipping direction lies symmetrically on the ND-RD plane, deformation bands are formed when the slip systems are unstably active due to oscillation of the stress and when the slip systems lie unsymmetrically on the ND-RD plane resulting in increase in $1/\mu$ of the slip systems.

Grain boundaries, twin planes and neighboring grains often cause independent actions of the slip systems having the maximum resolved shear stress in polycrystalline aluminum. The slip rotation in a single crystal is hardly applicable to each grain of polycrystalline aluminum.

(Received September 11, 1974)

1. ま え が き

純金属型圧延集合組織の形成機構について、交差すり¹⁾および変形帯^{2)~5)}の影響は報告されているが、まだ明確な理論は導かれていない。とくに多結晶体については、多結晶の集合と仮定して処理され、結晶粒界および隣接結晶粒の影響を考慮した研究はほとんどない。

前報⁶⁾で、成長双晶を晶出させて3次的に結晶方位が整列された多結晶アルミニウムを用いて、圧延集合組織の形成過程および圧延集合組織の製造時での結晶方位への依存性が確かめられた。そこでは、試験された6方位のうち、 $\{110\}\langle 112 \rangle$, $\{110\}\langle 111 \rangle$, $\{112\}\langle 110 \rangle$ および $\{112\}\langle 111 \rangle$ はほぼ単結晶から想定される挙動を示した。けれども、初期方位 $\{111\}\langle 112 \rangle$ および $\{111\}\langle 110 \rangle$ は単

結晶の場合との一致にとどまらなかった。また、そこでは、基本的な低指数面 $\{001\}$ が試験されなかった圧延面が、 $\{111\}$ 双晶面あるいは結晶粒界に対して直角あるいは平行に選ばれたからである。加えて、成長双晶は $\{111\}$ 双晶面に対して結晶格子が鏡面对称に配位するため⁷⁾、圧延素材は厳密には絶対値の等しい2方位を含んでいた。

現在の研究では、前報と同じように成長双晶を晶出させて3次的に方位が整列した多結晶アルミニウムを用いて、双晶面に対して一方の結晶格子だけを前述の $\{111\}\langle 112 \rangle$, $\{111\}\langle 110 \rangle$, $\{001\}\langle 100 \rangle$ および $\{001\}\langle 110 \rangle$ とし、いま一方は別の方位とし、さらに結晶粒界および双晶面が圧延面となす角度を前報での直角あるいは平行以外の斜めのものとしている。こうして、前報を補足しながら、アルミニウムの純金属型圧延集合組織の形成の過程、お

* 純アルミニウム成長双晶圧延板の集合組織 (第3報)。

Textures of rolled sheets of growth-twinned aluminum (3rd report).

** 早稲田大学理工学部大学院 (東京都)。現在、三菱化成工業株式会社 (新潟県)。Graduate School of Science and Engineering, Waseda University. (Tokyo). Presently at Mitsubishi Chemical Industries Ltd. (Nigata).

*** 早稲田大学理工学部大学院 (東京都)。現在、日本軽金属株式会社 (静岡県)。Graduate School of Science and Engineering, Waseda University (Tokyo). Presently at Nippon Light Metals Ltd. (Shizuoka).

**** 三菱化成工業株式会社 (東京都)。Mitsubishi Chemical Industries Ltd. (Tokyo).

***** 早稲田大学鋳物研究所 (東京都)。Casting Research Laboratories, Waseda University (Tokyo).

Table 1 Schematic illustration of aluminum growth-twin crystals for rolling.

Initial Orientation	Schematic illustration. Twin plane (111)		
{111}⟨112⟩	→ Rolling Direction (111)[1̄12] + (111)[112]	(1̄10)[112] + (115)[552]	(1̄11)[211] + (115)[271]
	(110)[1̄10] + (110)[110]	(1̄10)[110] + (115)[110]	(1̄11)[011] + (115)[411]
{001}⟨100⟩	(001)[100] + (220)[1̄12]	(001)[110] + (220)[114]
	(001)[110] + (220)[114]	(001)[110] + (220)[110]	

びよそれにおよぼす変形帯，結晶粒界，双晶面および隣接結晶粒の影響を求めようとしている。

2. 実験方法

99.9%純度のアルミニウム成長双晶は断熱鋳型中で種子結晶を一方向に再成長^{7),8)}して作られた。比較材料としての99.99%純度のアルミニウム単結晶は一方向凝固装置内での徐冷で作られた。これらの鋳塊から，背面反射ラウエ法を用いて，所定の初期方位をもつ圧延素材，40×30×3mmが切り出された。それらは電解研磨されてから冷間圧延され，低下圧率ですべり線と変形帯の観察，および各圧下率でのCuKα線を用いたSchulzの反射法⁹⁾とDecker-Asp-Harkerの透過法¹⁰⁾による{111}極点図の決定が行なわれた。初期方位はつぎの4種であった：{111}⟨112⟩，{111}⟨110⟩，{001}⟨100⟩，および{001}⟨110⟩。結晶粒界および隣接粒の影響を求めるため，単結晶およびTable 1に示される単結晶と等価の方位を含む成長双晶が用いられた。

3. 実験結果と考察

3.1 各初期方位の圧延集合組織

3.1.1 初期方位 {111}⟨112⟩ の圧延集合組織

初期方位 (111) [1̄12] 単結晶は，Fig. 1 のように，圧下率60%ではTD [110]を軸として回転し，(110) [001]を形成し，さらに高圧下率になるとND [110]を軸として右回りに(110) [112]方位へ回転し，90%圧下率ではその途中の(110) [115]が形成される。

初期方位 {111}⟨112⟩の成長双晶には，双晶の片側の成分の違いにより，(111) [1̄12] + (111) [112]，(1̄11) [211]

+ (115) [552]，および(1̄11) [211] + (115) [271]の三つがある。初期方位 (111) [1̄12] + (111) [112]では，(111) [1̄12]の方位回転が単結晶と異なり，TDを軸とし，互いに逆向きの方散を生じ，中間圧下率で2重配列(110) [001] + (112) [1̄11]を示し，高圧下率では(110) [001]がさらに変形帯を形成し，(110) [112] + (110) [112]を示す⁶⁾。

これらの方位回転を示すため，圧延面法線方向NDと圧延方向RDの位置と分解せん断応力が最大のすべり系の方向がFig. 2の(001)標準ステレオ投影に示される。圧延横方向TDとして[110]極をもつ結晶に関して，各すべり系上の分解せん断応力の相対値1/μの変化*がFig. 3に示される。(111) [1̄12]結晶で，最大の1/μ値

Fig. 1 (111) pole figure of {111}⟨112⟩ single crystal rolled 60%.

をもつ四つのすべり系があり、それらは ND-RD を含む平面ですべり方向が対称に位置するため、平面歪変形を満足する。単結晶の方位回転については、C 1, C 2, B 6, D 6 のすべり系が同時に活動すれば初期が維持されるが、圧延初期の応力の揺動などによって C 1, C 2 が優勢に活動すると、それに伴う結晶回転は C 1, C 2 上の $1/\mu$ の上昇と D 6, B 6 の $1/\mu$ の減少を生じるためさらに活動が促され、(110)[001] が形成される。一方 D 6, B 6 が活動する場合 $1/\mu$ の上昇がゆるやかで、単結晶では (112)[$\bar{1}\bar{1}$] は形成されない。一方、成長双晶の場合は単結晶と異なり、(110)[001] および (121)[11 $\bar{1}$] の変形帯がつぎのように形成するとおもわれる。すなわち C 1, C 2 の活動による結晶回転が隣接粒からの拘束をうけ B 6, D 6 が逆に活動しやすくなる領域を作り、(112)[11 $\bar{1}$] が形成する。さらに (110)[001] が (110)[1 $\bar{1}$ 2] および (110)[$\bar{1}\bar{1}$ 2] へ回転する。(110)[001] の $1/\mu$ が最大のすべり系は A 3, A 4, C 1, C 2 で、ND-RD を含む面上で対称に位置し、平面歪変形を満足する。四つのすべり系が同時に活動すれば結晶は回転しないが、Fig. 4 に示されるように、応力軸の揺動などで、たとえば A 4, C 1 のすべり量が多くなると、すべりに伴う結晶回転によって A 4, C 1 上の $1/\mu$ は上昇するが、A 3,

C 2 の $1/\mu$ は急激に減少する。したがって A 4, C 1 による結晶回転がさらに助長され、(110)[1 $\bar{1}$ 2] が形成する。同様なことが A 3, C 2 が優勢な領域にも適用され、(110)[$\bar{1}\bar{1}$ 2] を形成し、変形帯が生じる。単結晶は圧延後の形状が平行四辺形を呈し、平面歪変形をしないため、変形帯が形成せず、単一の (110)[1 $\bar{1}$ 2] が形成される。

初期方位 ($\bar{1}\bar{1}$ 1)[112] + (11 $\bar{5}$)[552] では (Fig. 5), ($\bar{1}\bar{1}$ 1)[112] 結晶はやはり変形帯を形成し、($\bar{1}\bar{1}$ 0)[001] と ($\bar{1}\bar{1}$ 2)[111] 方位へ回転し、前者への回転が強い。これはつぎの理由によるとおもわれる。すなわち Fig. 6 に示されるように、 $1/\mu$ 最大のすべり系のうち A 3, A 4 は粒界および双晶面と平行なため活動しやすいが、B 6, D 6 はこれらと交差し、さらに隣接粒の (11 $\bar{5}$)[552] 上の B 6, D 6 の $1/\mu$ は 0.29 で小さいため、双晶面をへだてては、同一の活動をしにくい。事実、圧延材のすべり線観察で (Photo 1), A (111) 面をもつすべり線が強く表われる。

初期方位 ($\bar{1}\bar{1}$ 1)[2 $\bar{1}$ 1] + (11 $\bar{5}$)[271] では (Fig. 7), ($\bar{1}\bar{1}$ 1)[2 $\bar{1}$ 1] 結晶は 30% ですでに単一方向 ($\bar{2}\bar{1}$ 1)[1 $\bar{1}$ 1] へ回転し、高圧下率まで安定である。これは単結晶が (110)

Fig. 2 (001) standard projection showing slip rotation of (111)[112] single crystal.

Fig. 3 Resolved shear stresses on slip systems of single crystals having ($\bar{1}\bar{1}$ 0) pole in TD direction.

* ここでは、圧延変形を圧延面に垂直な圧縮応力と圧延方向に平行の引張応力が同時に働く 2 軸応力による変形

と考え、方向因子 μ は: $\mu = \frac{1}{a_c b_c - a_t b_t}$

ただし、 a_c と b_c は圧縮軸のすべり面法線およびすべり方向に対する方向余弦、 a_t と b_t は引張軸のすべり面法線およびすべり方向への方向余弦である。さらに、任意のすべり曲に働く分解せん断応力 τ は、前述の圧縮応力 $-\sigma$ 、引張応力 σ とすると:

$$\tau = \sigma(a_c b_c - a_t b_t)$$

したがって、

$$\tau = \frac{1}{\mu} \sigma$$

Fig. 4 Resolved shear stresses on slip systems of single crystal having (110) pole in rolling direction.

Fig. 6 (001) standard projection showing slip rotation of (111) [112] + (115) [552] twin crystals.

Fig. 5 {111} pole figures of (111) [112] + (115) [552] twin crystals rolled (a) 30% and (b) 88%.

[001] へ、他の双晶が変形帯を形成して {112} <111> + {110} <112> へ回転するのは異なっている。1/μ 最大のすべり系のうち A 4 は粒界および双晶と平行であり、B 4 は隣接粒である (115) [271] の活動すべり系が B 4 であるため、粒界および双晶面の両方の側のすべり系が重なって同一に活動することができる。このような現象は成長双晶の圧延ではしばしば認められるため、ここでは“共合”と呼ぶこととする。このため、二つのすべり系の活動によって、(111) [211] への回転が生じる。

3.1.2 初期方位 {111} <110> の圧延集合組織

初期方位 (111) [110] 単結晶は、Fig. 8 に示されるように、圧下率60%で TD 近くの [111] 極を回転軸として

逆向きの方位分散を生じ、そして圧下率90%で {111} 極が完全に分離して変形帯を形成し、安定方位 n (312) [121] および n (132) [211] へ回転する。この回転経路は池田ら^{3),4)}の結果とよく一致する。

初期方位 {111} <110> をもつ成長双晶も、{111} <112> と同じように、双晶の片側の成分の違いにより (111) [110] + (111) [110], (111) [110] + (115) [110] および (111) [011] + (115) [411] の三つになる。初期方位 (111) [110] + (111) [110] は、単結晶と同じように、変形帯を形成して TD 近くの [111] 極を軸として 2 方位へ分離する⁶⁾。ただし、(111) [110] 結晶内で付随するすべり系の活動度の差のために、75%圧延後は (101) [121] + n (132)

Fig. 9 {111} pole figure of (111)[110] + (111)[110] twin crystals rolled 75%.

Fig. 10 (001) standard projection showing slip rotation of (111)[110] + (111)[110] twin crystals.

Fig. 11 (111) pole figures of (111)[110] + (111)[110] twin crystals rolled (a) 45% and (b) 95%.

これはつぎのことに起因するとおもわれる、すなわち $1/\mu$ 最大のすべり系 A 3, B 6 のうち前者は粒界および双晶面に平行なため活動しやすいが、後者はこれらと交差し、双晶の片側の $(11\bar{5})[4\bar{1}1]$ で B 6 の $1/\mu$ は小さく、双晶面で共合しにくいと、加工硬化しやすい。**Photo 2** に示されるように、 $(111)[0\bar{1}1]$ では A 面をもつすべり系が強く表われていて、上述の推論の妥当さを示している。

3.1.3 初期方位 {001} $\langle 100 \rangle$ の圧延集合組織

初期方位 (001)[100] 単結晶は、**Fig. 13** に示されるように、低圧下率では、変形帯を形成して、T D [010] を軸として対称の 2 方向に分離し、89% 圧延で $n(102)[20\bar{1}] + n(102)[20\bar{1}]$ へ回転する。さらに高圧下率で、分離した各成分がさらに変形帯を形成し、二つの中間方

位、強い $n(12\bar{3})[112] +$ 弱い $(12\bar{3})[2\bar{1}1]$ となり、 $n(102)[20\bar{1}]$ も二つの中間方位を形成し、4 成分となる。

(001)[100] をもつ成長双晶 $(001)[100] + (22\bar{1})[1\bar{1}2]$ も変形帯を形成し、強い $(112)[11\bar{1}] +$ 弱い $(12\bar{3})[211]$ へ回転する。**(Fig. 14)**。

初期方位 (001)[100] の $1/\mu$ 最大のすべり系は A 3, D 3, B 1 および C 1 で、それらは ND-RD を含む面に対して対称に位置して平面歪変形を満足する。単結晶**(Fig. 15)** では、A 3, D 3 と B 1, C 1 の活動する領域に分かれ、両方位とも 100-001- $\bar{1}00$ 大円上を移動し、前者は $n(102)[20\bar{1}]$ に、後者は $n(102)[201]$ へ回転する。この回転で A 3, D 3, B 1, C 1 の $1/\mu$ は減少し**(Fig. 16)** をみよ、 $(102)[20\bar{1}]$ 方位で $1/\mu$ 最大のすべり系は A 4, C 5, B 6 および D 2 で、これらがさらに

Fig. 12 (111) pole figure of $(\bar{1}\bar{1}1)[0\bar{1}\bar{1}] + (11\bar{5})[4\bar{1}\bar{1}]$ twin crystals rolled 95%.

A 4, B 6 と C 5, D 2 の活動する領域に分かれる。 $(\bar{1}02)[201]$ 方位でも同じことがいえる。一方、成長双晶 (**Fig. 17**) は単結晶と異なり、粒界と双晶面をもつため、分解せん断応力最大のすべり系で活動度に差ができ、Fig. 14 の結果をまねく。すべり線観察でも、単結晶では $1/\mu$ 最大のすべり系が同程度に働いているが、双晶では A 3, D 3 のすべり系が強く出ている。また変形帯は他の方位と同じように圧延方向に平行である。

3.1.4 初期方位 $\{001\}\langle 110 \rangle$ の圧延集合組織

初期方位 $(001)[110]$ の単結晶の90%圧延板の(111)極点図が **Fig. 18** に示される。この方位は T D $[\bar{1}10]$ を軸として変形帯を形成し、 $(\bar{1}\bar{1}2)[111] + (112)[1\bar{1}\bar{1}]$ へ回転する。

成長双晶 $(001)[110] + (22\bar{1})[114]$ では (**Fig. 19**)、 $(001)[110]$ の結晶回転は単結晶と同じように変形帯を形成して2成分に分離するが、 $(112)[1\bar{1}\bar{1}]$ 成分が強い。

$(001)[110]$ の $1/\mu$ 最大のすべり系は A 3, A 4, C 1, C 2 で、それらは ND-RD を含む面上で対称に位置し、平面歪変形を満足する。単結晶では A 3, A 4 と C 1, C 2 の活動領域が同程度であるが、成長双晶では前者のすべり系は粒界および双晶面と平行であり、後者は交差して活動しにくく、強度差が生じている。

このように、ある方位の単結晶と多結晶体中の同方位の方位回転は明らかに異なっている。これは、 $1/\mu$ 最大のすべり系の活動の難易による。すなわち単結晶は粒界および双晶面をもたないため、 $1/\mu$ 最大のすべり系は同程度に活動するが、成長双晶では $1/\mu$ が同じでも、粒界および双晶面に平行のすべり方向をもつすべり系は活動しやすく、交差する系は加工硬化しやすい。しかし交差する系でも隣接粒で同じ系が活動すべり系であれば、

Photo 2 Observed and theoretical slip lines on rolled and side surfaces of aluminum sheet having initial orientation $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})[0\bar{1}\bar{1}] + (11\bar{5})[4\bar{1}\bar{1}]$ twinned crystals. reduction 7%.

粒界および双晶面で共合できる。このように、多結晶体では、結晶粒界、双晶面および隣接粒の影響が大きく、単結晶の結果を多結晶に適用できない。

3.2 純金属型圧延集合組織の形成

前述の集合組織およびすべり線観察からつぎのことが判明した、すなわち圧延集合組織形成には活動すべり系の ND-RD を含む面上に対する幾何学的対称性が重要な因子であり、最終安定方位は $\{110\}\langle 112 \rangle$, $\{112\}\langle 111 \rangle$ および $n\{123\}\langle 121 \rangle$ の単独方位あるいはそれらの組み合わせである。

$\{110\}\langle 112 \rangle$ および $\{112\}\langle 111 \rangle$ の安定性はつぎの理由による、すなわち活動すべり方向が ND-RD を含む面上で対称に位置し、応力の揺動などで一方のすべり系が優勢に活動しても、その系上の $1/\mu$ が減少するのに対し、他方のすべり系では上昇するため方位回転せず安定である。 $n\{123\}\langle 121 \rangle$ は予想される活動すべり系の幾何学的対称性からは安定とは考えにくい、比較的低い方位分散で高圧下率まで維持されることが銅^{11),12)} およびアルミニウム¹³⁾ について報告されている。現在の研究でも、初期方位 $\{111\}\langle 110 \rangle$ および $\{001\}\langle 100 \rangle$ 方位について同様であるが、安定化の要因は明確ではない。ただ、この方位が Dillamore-Roberts¹⁾ の交差すべりによる $\{110\}\langle 122 \rangle$ から $\{112\}\langle 111 \rangle$ への途中方位であるという説、および Wassermann²⁾ の $\{110\}\langle 112 \rangle$ と $\{112\}\langle 111 \rangle$ 方位の極点図上の重なりのためという説は、現在

の研究では、現象的に認められない。

3.3 純金属型圧延集合組織での変形帯形成条件

変形帯の形成条件にはつぎの二つがある：

- i) 初期方位 $\{111\}\langle 112\rangle$, $\{110\}\langle 001\rangle$ および $\{001\}\langle 110\rangle$ 方位のように、活動すべり系が ND-RD を含む面で対称性をもつが、応力の揺動などで一方のすべり系が優勢に活動して $1/\mu$ が上昇し、逆に他方のすべり系の $1/\mu$ が減少し、またこの逆もいえる場合 (Fig. 3 および 4)、また $\{001\}\langle 100\rangle$ もこれに類似する (Fig. 16)。
- ii) 初期方位 $\{111\}\langle 110\rangle$ のように、分解せん断応力が最大のすべり系のすべり方向が ND-RD 面に関して非対称の場合、結晶は歪変形できないから、変形帯を形成して対称性を満足させるべく、すべり系の $1/\mu$ を上昇さ

せる。

池田ら^{33,4)} はつぎのように述べている、すなわち変形帯形成の条件として平面歪変形条件をみたすためには幾つかのすべり系の活動を必要とし、すべり系の不足をきたす条件下にある結晶方位では、変形帯の形成によってすべり系の不足を補うと仮定し、 $\{111\}\langle 110\rangle$ 方位は変形帯を形成するが、 $\{001\}$ 面を圧延面にもつ方位および $\{110\}\langle 001\rangle$, $\{111\}\langle 112\rangle$ 方位には変形帯が形成しない。現在の研究では、 $\{001\}[100]$, $\{001\}[110]$, $\{110\}\langle 001\rangle$ および $\{111\}\langle 112\rangle$ 方位に変形帯が観察され、池田ら^{33,4)} の条件に上述の i) を加える必要がある。

なお、変形帯はどの方位でも R. D. に平行に形成されるが、理由は明らかでない。

3.4 多結晶の圧延集合組織に与える結晶粒界、双晶面および隣接粒の影響

成長双晶の特定方位の圧延集合組織は、前述のように、単結晶とも、また隣接結晶粒の方位の違いによっても異なっている。これは $1/\mu$ 最大のすべり系の活動度の差による。すなわち、単結晶は粒界および双晶面をもたないため、 $1/\mu$ 最大のすべり系は同程度に活動するが、成長双晶では、 $1/\mu$ が同じでもすべり方向が粒界および双晶面に平行なすべり系は活動しやすく、交差する系は加工硬化しやすい。隣接粒の同じすべり系が活動すべり系であれば、それらは双晶面および粒界で共合して活動できるため、それらは加工硬化することなく活動できるとおもわれる。このように、単結晶でのすべり回転を多結晶体の個々の方位に適用することは困難である。

4. 要 約

Fig. 13 $\{111\}$ pole figures of $\{001\}[100]$ single crystal rolled (a) 59%, (b) 89% and (c) 96%.

Fig. 14 {111} pole figures of (001)[100] + (22 $\bar{1}$)[$\bar{1}$ 22] twin crystals rolled (a) 59% and (b) 96%.

Fig. 15 (001) standard projection showing slip rotation of (001)[100] single crystal.

Fig. 16 Resolved shear stresses on slip systems of single crystal having (010) pole in TD direction.

純金属型圧延集合組織形成には、活動すべり系の ND-RD を含む面上に対する幾何学的対称性が重要な因子で、最終安定方位は {110}<112>、{112}<111> および n {123}<121> である。

活動すべり方向が ND-RD を含む面上で対称でも、応力の揺動などに不安定な場合と、活動すべり方向が ND-RD を含む面上に対して対称に位置せず、平面歪変形を満足させるためのすべり系上の $1/\mu$ を上昇させる場合に、変形帯が形成する。

多結晶体中の結晶の方位回転は結晶粒界、双晶面および隣接粒の影響をうけ、単結晶のように分解せん断応力の最大のすべり回転をそのまま多結晶の個々の方位に適

用することはできない。

参考文献

- 1) I. L. Dillamore, W. T. Robert: Acta Met., **12** (1964), 281.
- 2) W. Heye, G. Wasserman: Z. Metallk., **59** (1968), 617.
- 3) 田中, 池田: 日本金属学会誌, **33** (1969), 10.
- 4) 池田, 杉山: *ibid.*, **34** (1970), 786.
- 5) 田中, 池田: 鉄鋼協会シンポジウム講演概要集, (1971), S 288.
- 6) 別宮, 本間, 雄谷: 軽金属, **22** (1972), 211.

Fig. 17 (001) standard projection showing slip rotation of (001)[100] + (22 $\bar{1}$)[$\bar{1}$ 22] twin crystals.

Fig. 18 {111} pole figure of (001)[110] single crystal rolled 90%.

Fig. 19 {111} pole figures of (001)[110] + (22 $\bar{1}$)[114] twin crystals rolled (a) 60% and (b) 90%.

7) 松石, 本間, 雄谷: *ibid.*, **19** (1969), 287.
8) S. Miyazawa, U. Honma, S. Oya: Rept. Casting Research Laboratories, Waseda Univ., **22** (1969), 55.
9) L. G. Schulz: J. Appl. Phys., **20** (1949), 1033.
10) B. F. Decker, E. T. Asp, D. Harker: J. Appl.

Phys., **19** (1948), 388.
11) C. A. Verbraak: Acta Met., **6** (1958), 580.
12) W. R. Hibbard, W. R. Tully: Trans. Met. Soc. AIME., **221** (1961), 336.
13) M. N. Parthasarath, P. A. Beck: Trans. Met. Soc. AIME., **221** (1961), 831.