

# 3%珪素熱延鋼板における Goss 集合組織の形成機構

論 文  
 ////////////////  
 ////////////////

橋 本 修\*

## Formation Mechanism of Goss Texture in Hot Rolled 3% Silicon Steel

Osamu HASHIMOTO

### Synopsis :

A formation mechanism of Goss texture in 3% silicon steel hot band has been studied using a slip rotation theory of a single crystal proposed by the author. At first an orientation change during cold rolling has been predicted by this theory in the midplane of the single crystal with the initial orientation having  $\langle 110 \rangle$  axis parallel to the transverse direction of rolling. Experimental results obtained here have supported this prediction. Then a new kind of stress in the vicinity of the sheet surface during hot rolling has been assumed by adding a friction stress between roll and sheet surface to the stress used in the above prediction of the orientation change in the midplane. The formation and the stability of Goss orientation during hot rolling have been explained using this theory and this new kind of simple stress as a phenomenon in the vicinity of the surface of single crystal sheet with the orientation of  $\langle 110 \rangle // TD$ . At the same time this theory has suggested the stability and the formation of  $\{ \bar{1}12 \} \langle 1\bar{1}1 \rangle$  orientation besides Goss orientation in the surface layer of hot band.

**Key words :** formation mechanism, goss texture, 3% silicon steel, hot rolling, single crystal, slip rotation, friction stress,  $\langle 110 \rangle // TD$ .

### 1. 緒 言

方向性珪素鋼板は磁化容易軸である  $\langle 001 \rangle$  方向を圧延方向に揃えるべく、一次再結晶粒の成長を抑制する AlN や MnS などの析出物を利用して、 $\{110\}\langle 001 \rangle$  方位 (Goss 方位<sup>1)</sup> と呼ばれている) の粗大二次再結晶粒を形成せしめたものである。この Goss 方位はフェライト鋼を熱間圧延した場合に鋼板表層部 (板厚の約 10~25% 分だけ板表面より中心側) に、再結晶組織としてではなく回復組織として形成されることがよく知られている<sup>1)~10)</sup>。そしてこの熱延板中の Goss 方位粒の存在状態が製品の特性に重要な影響を及ぼしている。方向性珪素鋼にとってこのように重要な Goss 方位は、潤滑の良い冷間圧延<sup>11)</sup> では全板厚を通して、また板厚中心層では熱延、冷延に関わらず常に不安定<sup>12)</sup> な結晶方位であるにもかかわらず、なぜ熱間圧延においては表層部に安定して形成されるのかは興味ある問題であると同時に、この点を明確にすることは製品特性を向上させる上において重要な問題である。

3%珪素鋼や 17%クロム鋼などの不変態鋼の熱間圧延板の特長の一つとして、鋼板厚み方向の表層部と中心部とで組織が大きく異なることが知られている<sup>2)6)13)14)</sup>。表層部の組織が異なる原因はおもにロールと鋼板表面間で生じる摩擦の問題として取り扱われ<sup>13)~15)</sup>、Goss 粒もまたこの摩擦力により形成されるとされている<sup>8)10)11)16)~18)</sup>。

Goss 方位はその  $\langle 110 \rangle$  軸を圧延方向 (RD) と直角方向 (TD) に平行に有しており ( $\langle 110 \rangle // TD$ )、この軸のまわりの回転系の結晶方位としては、 $\{001\}\langle 1\bar{1}0 \rangle$  と  $\{\bar{1}11\}\langle 1\bar{1}2 \rangle$  方位が板中心層における圧延安定方位とされている<sup>12)</sup>。したがってこれらの方位は摩擦力の影響を受けると  $\langle 110 \rangle // TD$  軸のまわりに回転して Goss 方位にもなりうると思われるが、熱延中に表層部で形成される Goss 方位は単に  $\langle 110 \rangle // TD$  軸回転の途中の一方位としてたまたま存在するのではなく、ある圧下率以上では主方位として常に安定して表層部に存在している<sup>1)~10)</sup>。安定して存在しうる理由としては、圧延ロールの入側と出側とで摩擦によつて材料が受ける剪断力が

昭和 62 年 9 月 17 日受付 (Received Sep. 17, 1987)

\* 川崎製鉄(株)鉄鋼研究所 工博 (Iron & Steel Research Laboratories, Kawasaki Steel Corp., 1 Kawasaki-cho Chiba 260)



(p) でそれぞれ  $d\gamma$  だけすべつたとすると、そのときの  
変位勾配テンソルは(3)式で表せる。

$$D(\theta)_p = d\gamma \cdot \left[ \begin{pmatrix} \epsilon_{xx}(\theta) & 0 & \gamma_{xz}(\theta) \\ 0 & \epsilon_{yy}(\theta) & 0 \\ \gamma_{zx}(\theta) & 0 & \epsilon_{zz}(\theta) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -r_{xz}(\theta) \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{zx}(\theta) & 0 & 0 \end{pmatrix} \right]_p \quad (3)$$

このうち  $r_{xz}(\theta) \cdot d\gamma$  は Fig. 1 に示す Y 軸 (// TD) まわりの回転量を表す。この値から活動すると考えられる全すべり系 ( $n$  個) について、単位板厚減少に伴う方位回転率  $R_{XZ}(\theta)$  を(4)式で計算する。

$$R_{XZ}(\theta) = \sum_{p=1}^n |r_{xz}(\theta) \cdot S(\theta)| / \sum_{p=1}^n |\epsilon_{zz}(\theta) \cdot S(\theta)| \cdots (4)$$

$R_{XZ}(\theta)$  と  $\theta$  の関係を Fig. 3 に示す。 $R_{XZ}(\theta)$  は  $\theta=0^\circ$  では 0 であるが、 $\theta$  が大きくなると負の値をとり、 $\theta=35^\circ$  で再び 0 となり、 $35^\circ < \theta < 49.8^\circ$  で正の値をとる。 $\theta=49.8^\circ$  で 0 となり、 $49.8^\circ < \theta < 50.4^\circ$  で負となり、 $\theta=50.4^\circ$  で 0 となり、 $50.4^\circ < \theta < 52.8^\circ$  で正となり、 $\theta=52.8^\circ$  で 0 となり、 $52.8^\circ < \theta < 90^\circ$  で負となり、 $\theta=90^\circ$  で 0 となる。 $\theta$  が  $49.8^\circ$  から  $52.8^\circ$  の間で  $R_{XZ}(\theta)$  が正負に細かく変化するが、この間  $3^\circ$  しかなく、極点図上で決定できる集合組織の主方位の精度もこの程度であるので、以下の検討では、 $\theta$  が  $49.8^\circ$  で一度  $R_{XZ}(\theta) < 0$  となる点を無視し、 $49^\circ < \theta < 53^\circ$  の範囲で  $R_{XZ}(\theta)$  が正から負に変化するの  $\theta=53^\circ$  で一度だけであるとして取り扱い、論旨が複雑になることを避ける。 $\theta \geq 90^\circ$  では当然のことながら  $\theta \leq 90^\circ$  の場合と同じ変化を示す。すなわち  $\theta=127^\circ$  は  $\theta=53^\circ$  に  $145^\circ$  は  $35^\circ$  に、そして  $\theta=180^\circ$  は  $\theta=0^\circ$  にそれぞれ対応する。

ここで  $R_{XZ}(\theta)$  が負であるということは  $\theta$  が小さくなる方向への回転を意味し、 $R_{XZ}(\theta) > 0$  は  $\theta$  が大きくなる方向への回転を表している。したがって、 $R_{XZ}(\theta) \neq 0$  の結晶は圧延に対して不安定な方位ということになる。

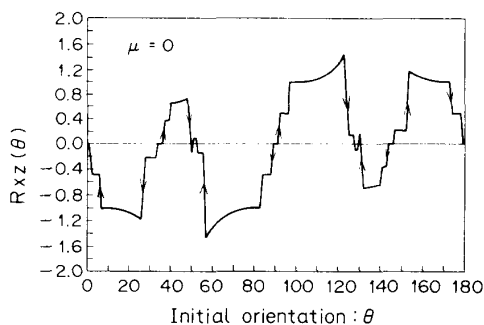


Fig. 3. Relation between  $R_{XZ}(\theta)$ -value and initial orientation ( $\theta$ ) in the case of  $\mu=0$ .

すなわち、 $0^\circ < \theta < 35^\circ$  および  $53^\circ < \theta < 90^\circ$ ,  $127^\circ < \theta < 145^\circ$  の範囲の結晶は、 $R_{XZ}(\theta) < 0$  であるので、圧延により  $\theta$  が小さくなる方向に回転し、 $35^\circ < \theta < 53^\circ$ ,  $90^\circ < \theta < 127^\circ$  と  $145^\circ < \theta < 180^\circ$  の範囲の結晶は、 $\theta$  が大きくなる方向に回転する。したがって、圧延により結晶は  $\theta=0^\circ(180^\circ)$  および  $53^\circ(127^\circ)$  に集積すると解釈できる。このことから  $\theta$  が  $0^\circ$  と  $53^\circ$  が回転最終方位であることがわかるが、 $R_{XZ}(\theta)=0$  であることは二通りの意味がある。すなわち、 $dR_{XZ}(\theta)/d\theta$  が正の場合と負の場合があり、正の場合は結晶方位は圧延により二種類に分裂すること、負の場合は圧延安定方位であることを意味する。 $dR_{XZ}(\theta_u)/d\theta > 0$ ,  $R_{XZ}(\theta_u)=0$  の場合、 $R_{XZ}(\theta_u)$  は負から正に変化し、圧延により結晶が  $+\Delta\theta$  回転した部分は  $R_{XZ}(\theta_u + \Delta\theta) > 0$  となり、引き続き圧延によりさらに同方向に回転し続けることになる。また逆に  $-\Delta\theta$  回転した部分は  $R_{XZ}(\theta_u - \Delta\theta) < 0$  となるためにますます負方向へ回転し続けることになり、結晶は二つの方向に分裂することになる。この結晶は  $\theta=35^\circ$  の  $(\bar{1}12)[1\bar{1}1]$  方位と  $\theta=90^\circ$  の Goss 方位である。Goss 方位が冷延不安定方位であるという理由はこの点にある。つぎに  $dR_{XZ}(\theta_s)/d\theta < 0$ ,  $R_{XZ}(\theta_s)=0$  の場合、 $R_{XZ}(\theta_s)$  が正から負へ変化するので、たとえ何らかの理由で結晶が  $+\Delta\theta$  回転したとしても  $R(\theta_s + \Delta\theta) < 0$  であるため引き続き圧延によりもとの方位にもどってしまう。逆に  $-\Delta\theta$  回転したとしても  $R(\theta_s - \Delta\theta) > 0$  となり引き続き圧延により正方向に回転してもとの方向にもどる。このようにして  $dR_{XZ}(\theta_s)/d\theta < 0$  の  $R_{XZ}(\theta_s)=0$  の方位は圧延安定方位となる。具体的には  $\theta=0^\circ$  の  $(001)[1\bar{1}0]$  と  $\theta=53^\circ$  の  $(\bar{1}11)[1\bar{1}2]$  方位が安定方位である。

#### 2.1.2 実験結果との対応

前報<sup>19)</sup> で用いたと同じ 3% 珪素鋼の単結晶を、60% 冷間圧延後、板厚中心層で測定した  $(110)$  極点図を Fig. 4 に示す。 $0^\circ < \theta < 35^\circ$  の  $\theta=25^\circ$  試片では圧延後、負方向の回転をして  $(001)[1\bar{1}0]$  方位に近付いている。また  $\theta=35^\circ$  の  $(\bar{1}12)[1\bar{1}1]$  方位は分裂して  $(001)[1\bar{1}0]$  と  $(\bar{1}11)[1\bar{1}2]$  方位近傍にわかれてはいるが  $(\bar{1}12)[1\bar{1}1]$  から  $(\bar{1}11)[1\bar{1}2]$  にかけては方位回転が完了していない。 $\theta=55^\circ$  の  $(\bar{1}11)[1\bar{1}2]$  は初期方位を中心に  $\theta$  が約  $25^\circ$  の  $(\bar{1}13)[3\bar{3}2]$  から  $78^\circ$  の  $(\bar{3}31)[1\bar{1}6]$  まで広範囲に方位が分散している。 $55^\circ < \theta < 90^\circ$  の範囲のうち  $\theta$  が  $64^\circ$  の  $(\bar{3}32)[1\bar{1}3]$  は  $(\bar{1}11)[1\bar{1}2]$  へ、 $\theta=78^\circ$  の  $(\bar{3}31)[1\bar{1}6]$  は  $(\bar{1}11)[1\bar{1}2]$  から  $(\bar{1}10)[001]$  まで方位が広がっており、一部に  $(001)[1\bar{1}0]$  方位も見られる。 $\theta=90^\circ$  の Goss 方位は  $(\bar{1}11)[1\bar{1}2]$  方位への集積の中心が移動しているが回転はあまり進行していない。

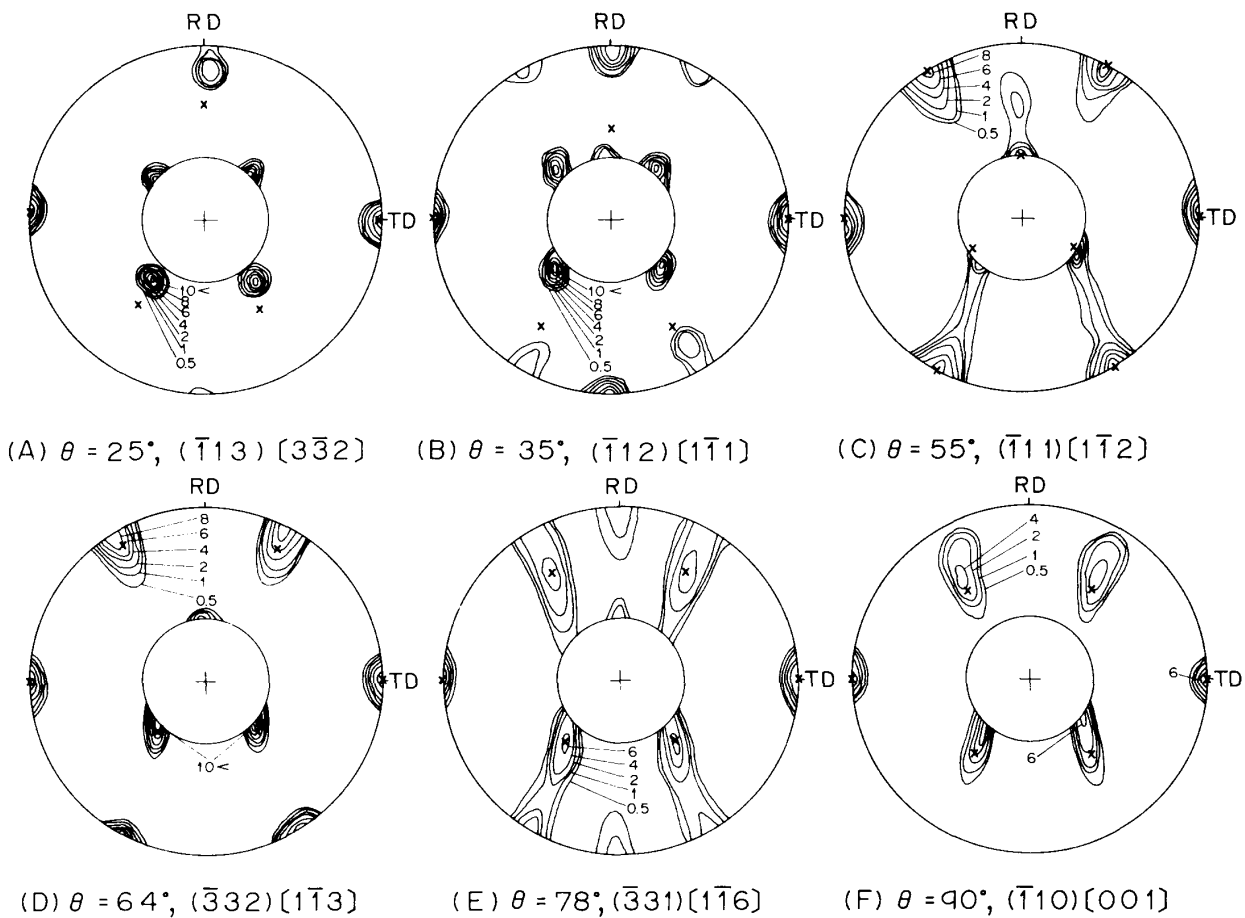


Fig. 4. Representative (110) pole figures for the midplane of sheet crystals cold rolled 60%. Marks X give the initial orientations.

以上の実験結果は、初期方位のまわりの分散方位として Fig. 3 から予測される本来の回転方向とは逆方向のものがある点と、 $\theta=78^\circ$  試片で (001)[110] 方位がわずかに存在する点 (双晶の影響とも考えられる) を除けば、前述の理論で予測されたとおりの結晶回転を生じていることがわかる。この結果は従来から報告されている実験結果<sup>12)</sup>とも一致しており、 $\langle 110 \rangle \parallel TD$  系単結晶の冷延による方位回転方向や最終圧延方位などをこの理論で予測することができることを示している。

2.2 摩擦力のある場合

2.2.1 圧延機入側

圧延中の摩擦力は圧延ロールと圧延材料間で生じ、中立点より入側では材料表面の移動速度よりロール表面の移動速度の方が速いので材料表面をロールが引張ることになる。このとき材料表面に作用する剪断応力を  $\tau_{XZ}$  とし、(1)式で示した板厚中心部における圧延応力 (摩擦力のない) に対して付加的に  $\tau_{XZ}$  が働くものとし、簡素化した応力として(5)式の圧延応力を設定する。

$$S' = \begin{pmatrix} \alpha\sigma & 0 & \tau_{XZ} \\ 0 & \beta\sigma & 0 \\ \tau_{ZX} & 0 & \sigma \end{pmatrix}_{XYZ} \dots\dots\dots (5)$$

ここで  $\tau_{XZ}$  の値としては主応力  $\sigma$  との割合が目安となるよう  $\tau_{XZ} = \mu\sigma$  とする。ここで  $\mu$  は摩擦係数そのものではないが、摩擦係数に比例して変化する値をとるものと考えられる。この応力下で 2.1 節で計算したと同じ手法で変位勾配テンソルを求めると(2)式と同じ形をとり、結晶の回転軸はやはり Y 軸 ( $\parallel TD$ ) となる。そこで  $R_{XZ}(\theta)$  と  $\theta$  の関係を  $\mu=0.8$  の場合について Fig. 5 に示す。ここでは Fig. 3 に示した  $\mu=0$  の場合と異なり  $\theta=90^\circ$  以下と以上とで非対象となっている。 $\mu=0.8$  の場合  $dR_{XZ}(\theta)/d\theta < 0$ ,  $R_{XZ}(\theta) = 0$  となる  $\theta$  は  $35^\circ, 102^\circ, 155^\circ$  の3か所存在する。 $\theta$  が  $100^\circ$  近傍で  $R_{XZ}(\theta) = 0$  となる  $\theta$  の値 ( $\theta_g$ ) は  $\mu$  が大きくなるに従って小さくなる傾向があるので、この  $\theta_g$  の値と  $\mu$  の関係を Fig. 6 に示す。これによると  $\mu$  が大きくなるに従って  $\theta_g$  は  $90^\circ$  に近づき、 $\mu \geq 2$  で  $\theta_g$  は  $90^\circ$  で一定となる。すなわち  $\mu$  の値が 2 以上となると、 $\theta=90^\circ$  の Goss 方位が圧

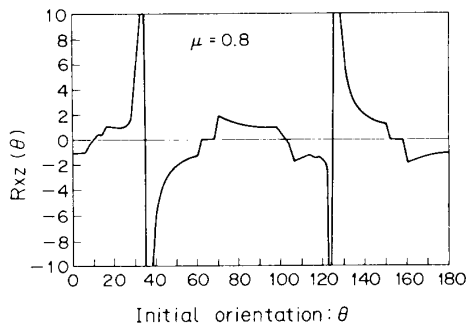


Fig. 5. Relation between  $R_{XZ}(\theta)$ -value and initial orientation ( $\theta$ ) in the case of  $\mu=0.8$ .

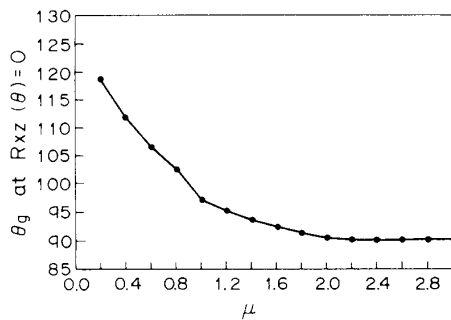


Fig. 6. Variation of  $\theta_g$ -value ( $\theta$  at  $R_{XZ}(\theta)=0$  in the vicinity of  $\theta=100^\circ$ ) with increase of  $\mu$ -value.

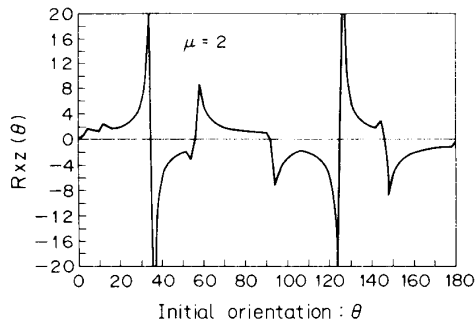


Fig. 7. Relation between  $R_{XZ}(\theta)$ -value and initial orientation ( $\theta$ ) in the case of  $\mu=2$ .

延安定方位となることがわかる。

そこで  $\mu$  が 2 のときの  $R_{XZ}(\theta)$  と  $\theta$  の関係を Fig. 7 に示す。これは Goss 方位が圧延安定方位となる条件を満たしている場合であるが、このとき同時に  $\theta=35^\circ$  と  $143^\circ$  でも  $dR_{XZ}(\theta)/d\theta < 0$ ,  $R_{XZ}(\theta)=0$  の圧延安定条件を満たしていることがわかる。この方位は  $(\bar{1}12)[1\bar{1}1]$  であり、これまでの説明に従えば、この方位も Goss が安定な高  $\mu$  圧延条件では安定方位であるということになり、このことが実証されなければ本理論が正しいとは言

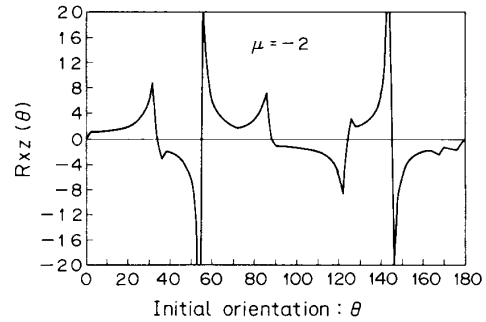


Fig. 8. Relation between  $R_{XZ}(\theta)$ -value and initial orientation ( $\theta$ ) in the case of  $\mu=-2$ .

いがたくなる。

### 2.2.2 圧延機出側

圧延機出側では入側とは異なり、材料の表面速度の方がロール周速より速くなり材料はロール面により後方に引張られることになる。そこで  $\tau_{XZ}$  として入側とは正負が逆の  $\tau_{XZ}=\mu\sigma$  ( $\mu < 0$ ) を用いる。この新しい応力を便宜上  $\mu=-2$  とした場合について計算し、 $R_{XZ}(\theta)$  と  $\theta$  の関係を Fig. 8 に示す。この Fig. 8 は Fig. 7 と  $\theta=90^\circ$  で点対称をなしており、 $dR_{XZ}(\theta)/d\theta < 0$ ,  $R_{XZ}(\theta)=0$  となる  $\theta$  はやはり入側条件の場合と同様に  $\theta$  が  $35^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $143^\circ$  の 3 か所で、結晶方位としては  $\{\bar{1}10\}\langle 001\rangle$  と  $\{\bar{1}12\}\langle 1\bar{1}1\rangle$  の 2 方位である。また  $|\mu|=2$  の場合はこれら 2 方位間の結晶の圧延による回転方向もまた入側条件の場合と同じである。

### 2.2.3 すべり系との対応

$\mu=0$  の活動すべり系は Fig. 2 に示したとおりであるが、 $0^\circ < \theta < 35^\circ$  で結晶が負回転をするのは  $[\bar{1}11]$  すべり方向をもつすべり系の  $S(\theta)$  が大きく、これが活動するためである。 $35^\circ < \theta < 53^\circ$  で正回転をするのは  $[111]$  と  $[1\bar{1}\bar{1}]$  すべり方向のすべり系が活動するためである。 $\theta > 54^\circ$  で負回転をするのは  $[1\bar{1}\bar{1}]$  方向のすべり系が活動するためである。 $\theta=0^\circ$  で  $R_{XZ}(\theta)=0$  となるのは  $[\bar{1}11]$  方向と  $[1\bar{1}\bar{1}]$  方向のすべり系の  $S(\theta)$  が等しく、正回転量と負回転量が同じで、前述のごとく常に元の  $\theta$  に戻ろうとする作用があるからである。 $49^\circ < \theta < 54^\circ$  で  $R_{XZ}(\theta)$  が複雑に変化するの  $[111]$  と  $[1\bar{1}\bar{1}]$  方向のすべり系 3 対と  $[1\bar{1}\bar{1}]$  方向のすべり系 3 種の  $S(\theta)$  の大きさの順位が複雑に変化するためである。

次に  $\mu$  が大きくなるとこれらのすべり系の  $S(\theta)$  と  $\theta$  の関係が変化する。 $\mu=2$  のときの  $S(\theta)$  と  $\theta$  の関係を  $\mu=0$  の場合と比較して Fig. 9 に示す。 $\mu=0$  の場合との対応を調べると、 $\mu=2$  の場合でも基本的には  $\mu=0$  の場合と同様のすべり系の  $S(\theta)$  が大きく、 $\mu$  が大きくなるに従って  $S(\theta)$ - $\theta$  曲線が  $\theta$  が小さくなる方向へ移動

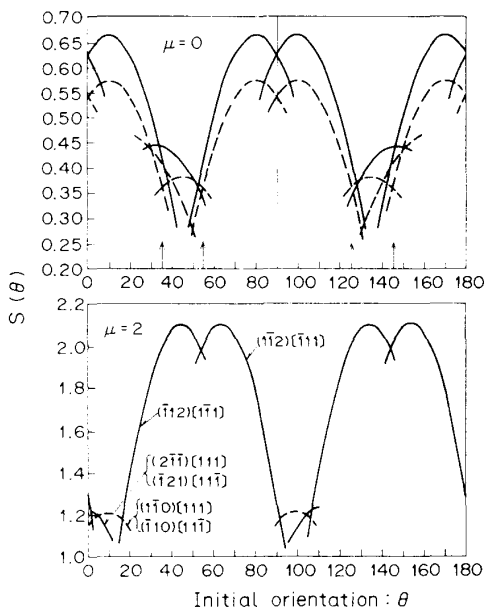


Fig. 9. Comparison between  $S(\theta)$ - $\theta$  relations in the cases of  $\mu=0$  and  $\mu=2$ .

する。  $\mu=2$  のときは約  $-37^\circ$  移動 ( $S(\theta)$ - $\theta$  曲線が  $-37^\circ$  移動) し、もと ( $\mu=0$ ) の安定方位位置である  $\theta=0^\circ(180^\circ)$ ,  $53^\circ$ ,  $127^\circ$  でのすべり系の組合せが、 $\mu=2$  ではそれぞれ、 $143^\circ$ ,  $16^\circ$ ,  $90^\circ$  へと移動したことになる。しかし  $\tau_{XZ}$  が付加剪断応力として作用しているので、 $\tau_{XZ}$  の付加による影響を受けるすべり系の  $S(\theta)$  が大きくなるために  $\tau_{XZ}$  付加の影響をあまり受けないすべり系は活動しにくくなり、 $\mu=0$  で安定だった  $\theta=53^\circ$  に対応する  $\mu=2$  の  $\theta=16^\circ$  は圧延安定方位とはならなくなる。

一方これらとは別に  $\mu=2$  で  $\theta=35^\circ$  は安定方位であるが、これは  $\mu=0$  の  $\theta=72^\circ$  に対応し、もともと安定方位ではなかつた。それにもかかわらず  $\mu=2$  で  $\theta=35^\circ$  が安定方位となる理由は、 $(\bar{1}12)[1\bar{1}1]$  すべり系のすべり面が圧延面に平行ですべり方向が  $RD$  軸 ( $X$  軸) と平行となり、この位置で  $+\Delta\theta$  回転すると  $[1\bar{1}1]$  すべり方向が  $X$  軸より下向き ( $-Z$  方向) になり負回転を生じ、逆に  $-\Delta\theta$  回転すると  $[1\bar{1}1]$  すべり方向が  $X$  軸より上向き ( $+Z$  方向) となり正回転し、常に  $[1\bar{1}1]$  すべり方向が圧延面内に平行に存在するように作用するためである。一種のすべり系だけでこのように圧延安定性を維持できるのは、 $\mu$  が大きくなることによつて  $\tau_{XZ}$  の値が圧延の主応力となり、圧延面と平行なすべり系の  $S(\theta)$  が最大となるためである。

なお  $\mu=-2$  の場合 (出側) 状況は  $\mu=2$  の場合と同じであり、この場合は  $\mu=0$  における  $S(\theta)$ - $\theta$  曲線が、 $\theta$  が大きくなる方向へ  $+37^\circ$  移動することになる。そ

してもとの  $\mu=0$  における圧延安定位置である  $\theta=0^\circ$ ,  $53^\circ$ ,  $127^\circ$  はそれぞれ  $\mu=-2$  では  $\theta=37^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $164^\circ$  となり、 $37^\circ$  と  $90^\circ$  が安定となり、 $164^\circ$  は  $\mu=2$  における  $16^\circ$  と同様の理由で不安定となり、代わりに  $\theta=145^\circ$  が  $\mu=2$  における  $\theta=35^\circ$  と同じ理由で安定となる。

結局、高  $\mu$  圧延における安定方位として  $\theta=90^\circ$  の Goss 方位以外に、 $\theta=35^\circ$ ,  $143^\circ$  (入側)、 $\theta=37^\circ$ ,  $145^\circ$  (出側) の  $(\bar{1}12)[1\bar{1}1]$  方位が存在することになるが、後者の  $(\bar{1}12)[1\bar{1}1]$  に関しては約  $2^\circ$  の違いがそれぞれにある。しかしこれは集合組織の測定上分離困難であり、ここではともに  $\{\bar{1}12\}\langle 1\bar{1}1\rangle$  とみなした。

### 3. 計算結果の検討

ここでは単結晶の圧延による方位回転を取り扱える一般則を提案し、それにより Goss 方位の形成機構を説明することを試みた。その結果、基本的には (5) 式で示す圧延応力を用い、(2) 式で示す  $S(\theta)$  を計算し、活動すると考えられるすべり系について (3) 式で示す変位勾配テンソルから (4) 式で示す  $R_{XZ}(\theta)$  を求め、 $dR_{XZ}(\theta)/d\theta < 0$  で  $R_{XZ}(\theta)=0$  となる  $\theta$  を求めることにより圧延安定方位を決定することができることを示した。

本理論によれば  $\mu=0$  の場合については、板厚中心部で形成される  $\{001\}\langle 1\bar{1}0\rangle$ ,  $\{\bar{1}11\}\langle 1\bar{1}2\rangle$  あるいは前報<sup>19)</sup> で示した  $\langle 1\bar{1}0\rangle \parallel RD$  系の  $\{001\}\langle 1\bar{1}0\rangle \sim \{111\}\langle 1\bar{1}0\rangle$  方位が安定であることを説明することができる。そしてこれらの方位が板厚中心層では圧延安定方位であることはこれまでの多くの実験結果<sup>12)19)</sup> がすでに実証している。また  $\theta=35^\circ$  の  $(\bar{1}12)[1\bar{1}1]$  方位が圧延により  $(001)[1\bar{1}0]$  と  $(\bar{1}11)[1\bar{1}2]$  に分離することや  $\theta > 54^\circ$  の方位が  $(\bar{1}11)[1\bar{1}2]$  方位に回転することなど、圧延不安定方位の回転も本理論により説明することができる。

次に  $|\mu| \geq 2$  の場合、本理論によればまず Goss 方位が圧延安定方位となることを示すことができる。 $\mu$  の値については通常の熱間圧延でどの程度の値になるのかをここでは特定できない。しかし  $\mu$  がある一定の範囲の値のときのみ Goss が安定になるという説よりも、 $|\mu| \geq 2$  であれば常に Goss が安定であるという本理論の方が、ロール径の大きい、圧延速度の速い生産ラインの実機タンデムミルによる熱延コイルにおいても<sup>6)</sup>、ロール径の小さい圧延速度の遅い 1 スタンドの研究用圧延機<sup>8)</sup> による熱延単板においても、Goss 方位が安定に形成されることを説明するには好都合であると思われる。

ここでは  $\langle 110\rangle \parallel TD$  系結晶の場合しか説明していないが、他の系列の結晶でもその主すべり方向が  $RD$  から  $ND$  軸まわりにはずれている場合には、 $\mu$  が大きく

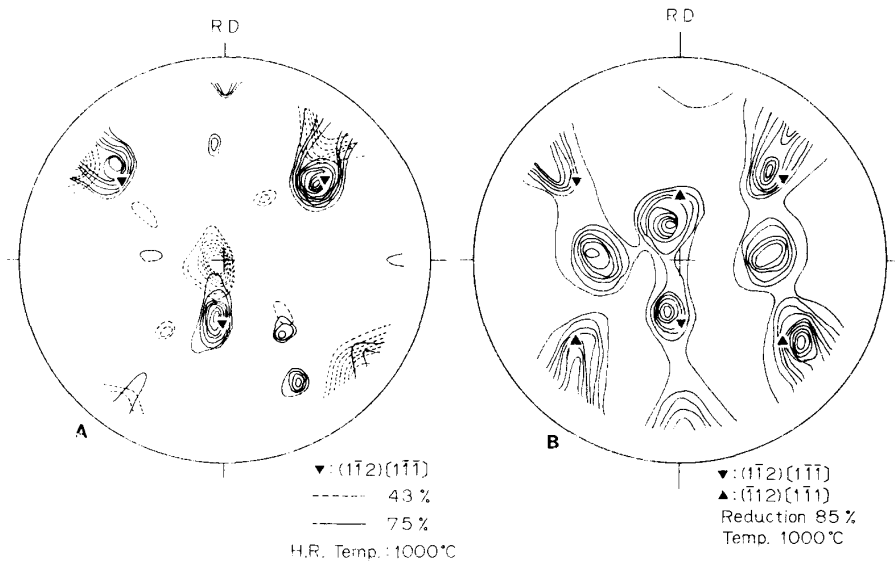


Fig. 10. Surface textures of the hot rolled (100) [011] single crystal which are shown by (200) pole figures A and B quoted from the Fig. 16 and Fig. 17 in the report by Y. SHIMIZU *et al.*<sup>8)</sup> respectively.

なると必然的にその結晶のすべり方向が  $X$  軸に平行となるように結晶方位が回転し、その結果圧延の初期に  $\langle 110 \rangle // TD$  系の方位になるものも多いと思われる。

次に本理論によれば  $\theta = 35^\circ (145^\circ)$  の  $\{\bar{1}12\}\langle 1\bar{1}1 \rangle$  方位が  $\mu \geq 2$  の条件で圧延安定方位となるが、初期方位が少なくとも  $\langle 110 \rangle // TD$  系の場合には、 $\{\bar{1}12\}\langle 1\bar{1}1 \rangle$  方位は Goss 方位と同様に安定な方位として存在するはずである。そして事実、清水らの報告<sup>8)</sup>によると (001)  $[\bar{1}10]$  単結晶を熱間圧延した場合には、75% 熱延後に  $\{\bar{1}12\}\langle 1\bar{1}1 \rangle$  方位が形成され、85% 熱延後には Goss 方位と共存して  $\{\bar{1}12\}\langle 1\bar{1}1 \rangle$  方位が形成されている。また P. N. RICHARDS は多結晶体の表層部に  $\{\bar{1}12\}\langle 1\bar{1}1 \rangle$  集合組織が形成されることを報告している<sup>3)</sup>。参考のために清水らの報告<sup>8)</sup>の Fig. 16 と 17 に  $\{\bar{1}12\}\langle 1\bar{1}1 \rangle$  理想方位を記入したものを Fig. 10 に示す。したがってここで提案した結晶回転理論により熱延 (表層) 安定方位として予測される Goss 方位と  $\{\bar{1}12\}\langle 1\bar{1}1 \rangle$  方位は少なくとも  $\langle 110 \rangle // TD$  系の単結晶を初期方位とする場合には実証されたことになる。ただし (001)  $[\bar{1}10]$  を初期方位とした実験で、圧延後結晶回転がなぜ  $\theta = 35^\circ$  の  $(\bar{1}12) [1\bar{1}1]$  で止まらずに少なくともその一部が高圧下率で Goss 方位まで回転してしまうのかについては、この理論だけでは説明しきれない。圧延安定方位を超えて次の圧延安定方位まで回転したり、あるいは圧延安定方位がそのまわりに方位分散するという現象は、予測とは逆の回転をしていることになる。この逆回転の原因として、圧延による方位回転により生じた材料内での内部歪みが

(5)式に示した応力以外の付加的応力を発生せしめ、そのために逆方向回転が生じるのであろうと推定される。したがって内部歪みの少ない圧下率 75% では  $(\bar{1}12) [1\bar{1}1]$  しか存在しないが、内部歪みが高くなつた 85% 圧下率では Goss 方位が出現してきた<sup>8)</sup>ものと推定される。

ところで Goss 方位は初期材料が単結晶でも多結晶でも熱延板表層部に安定して存在するが、 $\{\bar{1}12\}\langle 1\bar{1}1 \rangle$  方位は多結晶による実験で安定に存在するという報告<sup>3)</sup>は少ない。多くの報告例をみない理由として、やはり前述のごとく多結晶内で発生する付加的応力により  $\{\bar{1}12\}\langle 1\bar{1}1 \rangle$  方位が不安定となるのか、あるいは  $\langle 110 \rangle // TD$  系以外の方位からの回転により直接 Goss 近傍方位へ向かうのは多いが、 $\{\bar{1}12\}\langle 1\bar{1}1 \rangle$  近傍方位へ向かうのは少ないためであろうと推定されるが、この点に関しては今後の研究を待たなければわからない。

本理論によれば  $|\mu| \geq 2$  の条件では、圧延機入側と出側とで安定方位に差異はなく、安定方位は Goss 方位と  $\{\bar{1}12\}\langle 1\bar{1}1 \rangle$  であるが、従来の説によれば入側と出側で回転方向が逆になることにより安定になるとされている<sup>8)10)11)17)</sup>。これによると、入側での圧下率が高い場合<sup>13)</sup>には Goss 方位は不安定になるはずであるが、そのような報告はない。また、本理論でも  $|\mu| = 0.8$  程度では Goss 方位は不安定で入出側で回転が逆になるが、回転後の方位しだいで次の回転は異なるのでこれのみにより安定性を説明することはできない。ところで  $\{\bar{1}12\}\langle 1\bar{1}1 \rangle$  方位が安定に存在しにくい理由の一つとし

て、入側と出側の中央で  $\mu=0$  となる領域が存在し、ここでは  $\{\bar{1}12\}\langle\bar{1}\bar{1}1\rangle$  は  $\{001\}\langle\bar{1}\bar{1}0\rangle$  と  $\{\bar{1}11\}\langle\bar{1}\bar{1}0\rangle$  に分散し、後者の方位が出側の  $\mu=-2$  の圧延により Goss 方位に向かうとすれば、 $\{\bar{1}12\}\langle\bar{1}\bar{1}1\rangle$  方位が減少していくことは説明できる。しかもたとえ Goss 方位が  $\mu=0$  圧延で不安定になつても再び出側の  $\mu=-2$  圧延により Goss にもどるので Goss 方位は減少することはない。

#### 4. 結 論

方向性珪素鋼熱延板の表層部に  $\{\bar{1}10\}\langle 001\rangle$  集合組織が形成されるが、この集合組織が形成される機構を解明すべくすべり回転理論により検討した。

まず圧延による結晶の方位回転を取り扱える理論として、著者が前報で提案して  $\langle\bar{1}\bar{1}0\rangle // RD$  系単結晶に適用した理論<sup>19)</sup>を用い、それをここでは板厚中心層における  $\langle 110\rangle // TD$  系の結晶に応用した。その結果、変位勾配テルソルの回転成分である  $R_{XZ}(\theta)$  が零でかつ  $dR_{XZ}(\theta)/d\theta < 0$  の場合に圧延安定方位が形成されることがわかった。そしてつぎにロールと圧延板の間の摩擦により発生する剪断力、 $\tau_{XZ}=\mu\sigma$  がある場合について検討した。それらによるとまず  $\mu=0$  の場合は、 $\theta=0^\circ, 53^\circ$  の  $(001)[\bar{1}\bar{1}0]$  と  $(\bar{1}11)[\bar{1}\bar{1}2]$  方位が安定方位となることを示し、これら以外に初期方位の圧延による回転方向をも示すことができた。この結果は  $\langle 110\rangle // TD$  系単結晶の圧延実験結果とよく一致した。つぎに  $|\mu|\geq 2$  の場合は、 $\theta=35^\circ, 90^\circ$  の  $(\bar{1}12)[\bar{1}\bar{1}1]$  と  $(\bar{1}10)[001]$  方位 (Goss 方位) が圧延安定方位となり、摩擦力の影響が強い熱間圧延表層部では、Goss 方位が安定に存在しうることを示した。同時にこの結果は  $(001)[110]$  単結晶を熱延した場合に

表層に  $\{\bar{1}12\}\langle 111\rangle$  集合組織が形成される事実<sup>8)</sup>をも説明することができた。

#### 文 献

- 1) N. P. GOSS: *Trans. Am. Soc. Met.*, **29** (1941), p. 20
- 2) 松岡 孝: 鉄と鋼, **52** (1966), p. 1179
- 3) P. N. RICHARDS: *J. Iron Steel Inst.*, **207** (1969), p. 1333
- 4) V. Ya. GOLDSHTEYM, S. V. PASHCHENKO, S. N. GRAZHDANKIN, S. G. NITSKAYA and S. M. VLADIMIROV: *Fiz. Met. Metalloved.*, **50** (1980), p. 1213
- 5) 松尾宗次: 日金報, **19** (1980), p. 192
- 6) Y. INOKUTI, C. MAEDA, Y. ITO and H. SHIMANAKA: *Trans. Iron Steel Inst. Jpn.*, **23** (1983), p. 440
- 7) 松尾宗次, 岡本正幸, 齊藤好弘, 左海哲夫, 加藤健三: 鉄と鋼, **70** (1984), S1403
- 8) Y. SHIMIZU, Y. ITO and Y. IIDA: *Metall. Trans. A*, **17** (1986), p. 1323
- 9) S. MISHRA, C. DÄRMANN and K. LÜCKE: *Metall. Trans. A*, **17** (1986), p. 1301
- 10) M. MATUO, T. SAKAI and Y. SUGA: *Metall. Trans. A*, **17** (1986), p. 1313
- 11) E. FURUBAYASHI and T. KIKUCHI: *Trans. Iron Steel Inst. Jpn.*, **18** (1978), p. 99
- 12) R. K. KOH and C. G. DUNN: *J. Met.*, **203** (1955), p. 401
- 13) 阿部秀夫, 戸川史江, 木下凱雄, 中川耕作: 鉄と鋼, **65** (1979), p. 627
- 14) 齊藤好弘, 左海哲夫, 前田 太, 加藤健三: 鉄と鋼, **72** (1986), p. 799
- 15) P. J. REGENT and H. P. STÜWE: *Z. Metallkd.*, **54** (1963), p. 273
- 16) W. ÖSTERLE and H. WEVER: *Z. Metallkd.*, **72** (1981), p. 230
- 17) 松尾宗次, 岡本正幸, 齊藤好弘, 左海哲夫, 加藤健三: 鉄と鋼, **71** (1985), S657
- 18) 瀬沼武秀, 矢田 浩, 松村義一, 山田健二: 鉄と鋼, **73** (1987), p. 1598
- 19) 橋本 修, 大橋延夫, 藤元克己: 鉄と鋼, **57** (1971), p. 1155
- 20) 橋本 修, 大橋延夫, 藤元克己: 鉄と鋼, **57** (1971), p. 1167