

技 術 資 料

 α 鉄の冷間圧延集合組織の発達過程*

上 城 太 一**

On the Development of Cold-Rolling Textures in α -Iron

Taichi KAMIJO

1. 緒 言

α 鉄の圧延集合組織については、KURDJUMOV と SACHS¹⁾, BARRETT と LEVENSON²⁾, HÄSSNER と WEIK³⁾, LESLIE⁴⁾ならびに MÖLLER と STÄBLEIN⁵⁾らによつて、古くから非常に多くの研究が行なわれてきた。その結果 α 鉄の圧延集合組織は $\{001\}\langle 110 \rangle$, $\{112\}\langle 110 \rangle$ および $\{111\}\langle 112 \rangle$ という3つの方位成分からなる混合組織、または3つの繊維組織すなわち $\langle 110 \rangle$ 方向が圧延方向に平行に配列した部分的繊維組織、 $\langle 110 \rangle$ 方向が圧延方向から圧延面法線に向かつて約 60° 傾いた部分的繊維組織ならびに $\langle 111 \rangle$ 方向が圧延面に垂直に配列した繊維組織によつて記述できることが明らかとなつた。

BENNEWITZ⁶⁾は (110) , (200) および (222) 極点図を描いて詳細に圧延集合組織を研究し、その発達の過程を次のごとく説明している。はじめ Goss 方位すなわち $(011)[100]$ 方位を有する結晶は幅方向のまわりに回転して $\{111\}\langle 112 \rangle$ または $\{455\}\langle 522 \rangle$ 方位に変わる。その $\{455\}\langle 522 \rangle$ 方位の結晶は圧延方向から圧延面法線に向かつて 60° 傾いた $\langle 110 \rangle$ 軸のまわりに回転して $\{112\}\langle 110 \rangle$ 方位となる。さらに $\{112\}\langle 110 \rangle$ 方位は圧延方向に平行な $\langle 110 \rangle$ 軸のまわりに回転して $\{001\}\langle 110 \rangle$ 方位と $\{111\}\langle 110 \rangle$ 方位を形成する。この考え方は3つの型の集合組織の形成をすべて説明しているが、 $(011)[100]$ 方位から出発している点とすべり系の活動についてはまったく考察をしていない点に問題がある。

一方 DILLAMORE と ROBERTS⁷⁾は面心立方金属の圧延集合組織の発達に関する理論を体心立方金属にも適用し、面心立方金属と同様のすべり回転によつてまず $\{112\}\langle 110 \rangle$ 方位となるが、交差すべりによつて $\{001\}\langle 110 \rangle$ 方位が形成されると説明している。しかし彼らは $\{011\}\langle 111 \rangle$ 系以外のすべり系の活動を無視しており、 $\{111\}\langle 112 \rangle$ 方位の形成に言及していないので、 α 鉄の圧延集合組織の形成に関しては、彼らの理論は不十分といわねばならない。

そのような観点から、ここでは $\{011\}\langle 111 \rangle$, $\{112\}\langle 111 \rangle$

および $\{123\}\langle 111 \rangle$ の3種のすべり系の活動によつてすべり回転が起こるものと仮定して、 (001) 標準ステレオ投影上で前述の3つの方位成分ならびに3つの繊維組織成分の発達過程を説明することにする。3種のすべり系の臨界せん断応力は相等しいものと仮定する。

2. すべり回転の理論的解析の方法

α 鉄における $\{011\}\langle 111 \rangle$ すべり系と面心立方金属における $\{111\}\langle 110 \rangle$ すべり系を比較すると、すべり面法線とすべり方向のミラー指数が互いに逆になっている。そこで面心立方金属の圧延集合組織における圧延面法線と圧延方向のミラー指数を交換すれば、体心立方金属の圧延方向と圧延面法線の指数が得られるであろうと予想される。そこで幅方向のまわりに 90° 回転することによつて圧延方向(R.D.)を投影中心にとつて示した、90%圧延された低炭素鋼の圧延集合組織に対する (222) 極点図は、図1に示すごとく、面心立方金属における純金属型の圧延集合組織に対する (111) 極点図にかなり類似している。しかし面心立方金属では $(011)[100]$ 方位は圧延変形に対して不安定な方位で $\{011\}\langle 211 \rangle$ 方位に向かつて回転することになるが、体心立方金属における $(001)[110]$ 方位は圧延に対して安定であり、圧延集合組織の主成分の1つを構成している。また積層欠陥エネルギーの低い面心立方金属の圧延集合組織には $(112)[\bar{1}\bar{1}1]$ 方位はほとんど存在しないが、 α 鉄における $(111)[\bar{1}\bar{1}2]$ 方位は高圧下率まで安定に存在している。したがって面心立方金属と α 鉄の圧延集合組織成分の安定性に関するこのような相違は α 鉄の $\{011\}\langle 111 \rangle$ 系以外のすべり系の活動に起因するものと思われる。それゆえ $\{011\}\langle 111 \rangle$ と $\{112\}\langle 111 \rangle$ の系上のすべりをおもに考慮して、圧延中に起こるすべり回転を検討することにする。その根拠は $\{123\}\langle 111 \rangle$ すべり系では、そのすべり面 $\{123\}$ が $\{011\}$ と $\{112\}$ の中間にありすべり方向が共通であるから、 $\{123\}\langle 111 \rangle$ 系によるす

* 昭和42年12月27日受付 (依頼技術資料)

** 横浜国立大学工学部 工博

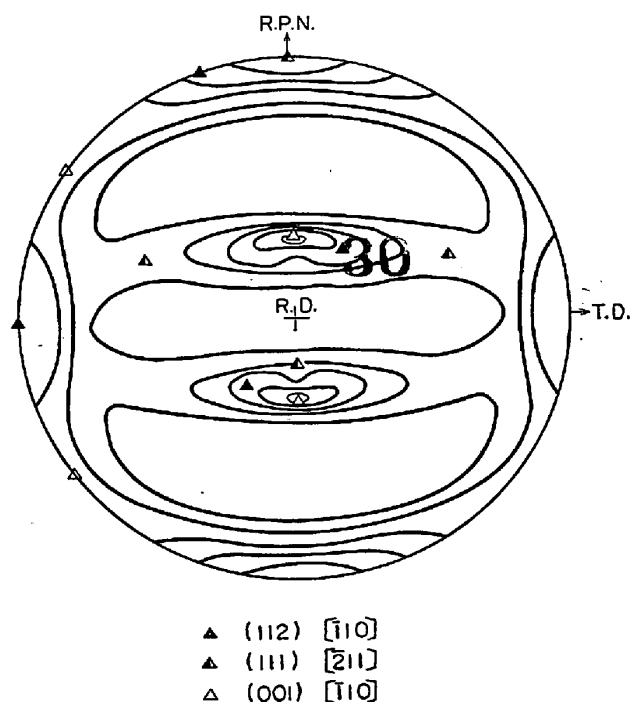


図1 BENNEWITZ によって報告された 90% の冷間圧延を施した極軟鋼の圧延集合組織の(222)極点図。面心立方金属の極点図と比較するため幅方向 (T.D.) のまわりに 90° 回転して示してある (R.D.: 圧延方向, R.P.N.: 圧延面法線)

べり回転は $\{011\}\langle 111\rangle$ と $\{112\}\langle 111\rangle$ のすべり系が協同して働いた場合のそれに一致すると予測することができるからである。

圧延のさい働く応力系は圧延面に垂直な圧縮応力 σ 、幅方向に平行な圧縮応力 $(1-k)/2 \cdot \sigma$ ならびに圧延方向に平行な引張り応力が $-k \cdot \sigma$ 同時に作用する 3 軸応力系であると仮定する⁸⁾。ここで k は圧延の条件によつて変わる 1 より小さな正の定数である。そこで各すべり系に働く分解せん断応力は次式で与えられる。

$$\tau = 2\{l \cdot l' + (1-k)/2 \cdot m \cdot m' - k \cdot n \cdot n'\} / (1+k) \cdot \sigma \quad (1)$$

ここで l, m, n はすべり面に対する圧延面法線、幅方向および圧延方向の方向余弦であり、 l', m', n' はすべり方向に対する同様の方向余弦である。(1)式によれば相対的分解せん断応力 τ/σ の値は k の値に依存せず、 $\tau/\sigma = l \cdot l' - n \cdot n'$ として計算した値と一致する。

一般に結晶に塑性変形を与えれば、すべり面法線は圧縮応力軸に向かつて回転し、すべり方向は引張り応力軸に向かつて回転する。すなわち圧延においては、すべり面法線が圧延面法線に、すべり方向が圧延方向に向かつてそれぞれ回転する。しかしすべり面法線と圧延面法線ならびにすべり方向と圧延方向の移動は相対的なものであるから、結晶を固定して応力軸の動きを考えてもさしつかえない。事実(110)または(200)極点図によつて結晶の方位変化を論ずる場合には、圧延面法線と圧延方向を

固定し $\{110\}$ または $\{200\}$ 面の動きに注目するが、ここでは主として(001)標準ステレオ投影上に結晶を固定し圧延面法線と圧延方向の動きについて考えることにする。その利点は、極点図の場合には $\{110\}$ では6個、 $\{200\}$ では3個そして $\{222\}$ では4個の極の移動を同時に考えなければならないのに対し、標準投影上ではそれが2個ですむこと、ならびに圧延面法線と圧延方向の投影の示すミラー指数が直接的に圧延集合組織を表わす指数となっていることである。

多結晶体の圧延のさいには結晶粒界における連続性を保つために、その近傍では5個以上のすべり系が活動すると考えられる。しかしそれによるすべり回転は、集合組織の主要な部分にはわずかしき寄与しない。そこで圧延集合組織の発達には分解せん断応力の最も大きなすべり系の活動が寄与するものと仮定する。一般に分解せん断応力の最も大きなすべり系では圧延面法線方向の圧縮応力に対するシュミットファクター $l \cdot l'$ が正で、圧延方向の引張り応力に対するシュミットファクター $n \cdot n'$ が負となり、しかもその絶対値が大きい。しかし $l \cdot l' \approx 0$ または $n \cdot n' \approx 0$ という場合もある。そのときには圧延面に垂直な圧縮応力または引張り応力のいずれかが変形に寄与しないから、かならずしも圧延面法線と圧延方向がそれぞれすべり面法線とすべり方向に向かつて回転するとはいえない。したがつてそのような場合には、3軸の応力系におけるすべり回転の考え方⁹⁾を導入することにする。

ところで3軸の応力解析の場合には、幅方向の圧縮応力に対するシュミットファクター $m \cdot m'$ が正であれば板の幅が減少し、それが負であれば幅広がりを生ずることになる。これは $l \cdot l'$ が正のときには板厚が減少し、 $n \cdot n'$ が負のときには長手方向に伸びることから理解できるであろう。そこで分解せん断応力最大のすべり系の活動が幅方向の歪を生ずる場合には、それを打ち消す働きを有するすべり系が、両者による回転方向がまったく逆向きでないかぎり、協合して活動することが予想される。

(001)標準ステレオ投影上で圧延中に起こる2つの応力軸すなわち圧延面法線と圧延方向の回転を追跡するさいには、第1の応力軸を標準ステレオ三角形内にプロットした場合、とりうる第2の応力軸の方位に対応していかなるすべり系が活動するかを指定する必要がある。図2と図3は標準ステレオ三角形(001)-(011)-(111)上およびその内部にいくつかの点を取り、それらを軸とする晶帯大円上に(1)式で与えられる三軸の応力系に対する分解せん断応力の最も大きな $\{011\}\langle 111\rangle$ または $\{112\}\langle 111\rangle$ すべり系を示した標準投影である。分解せん断応力が最大となるすべり系は標準ステレオ三角形内にある応力軸の位置によつても変化するが、この表示法によれば各方位においてどのすべり系が活動可能かを知ることができる。

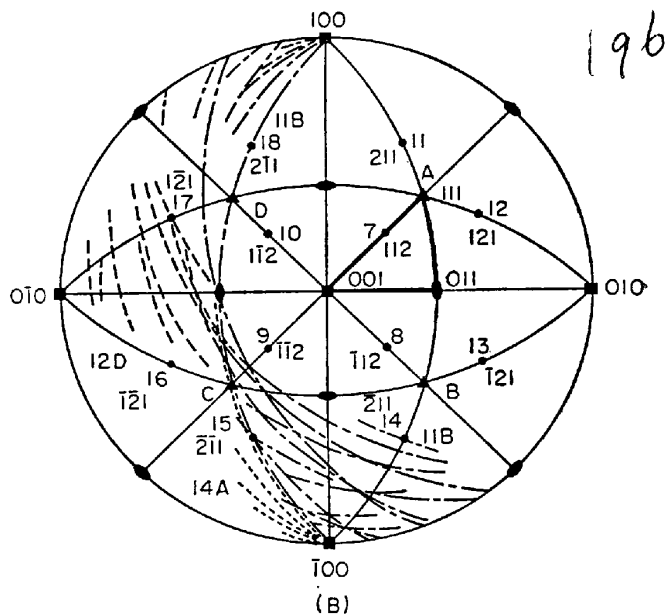
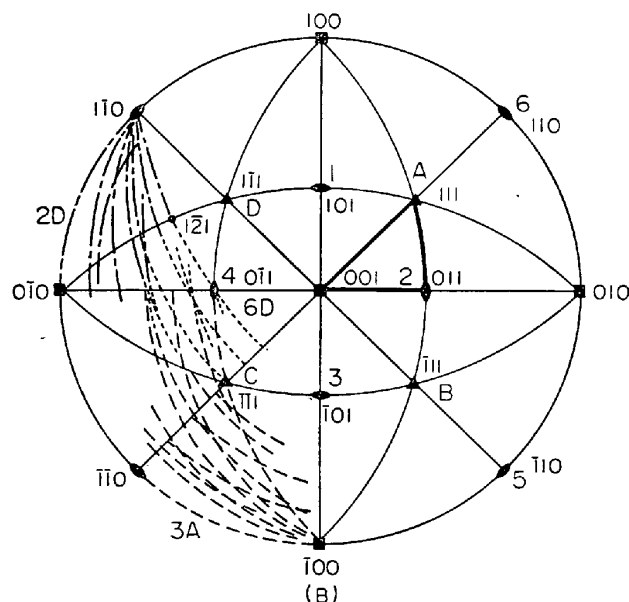
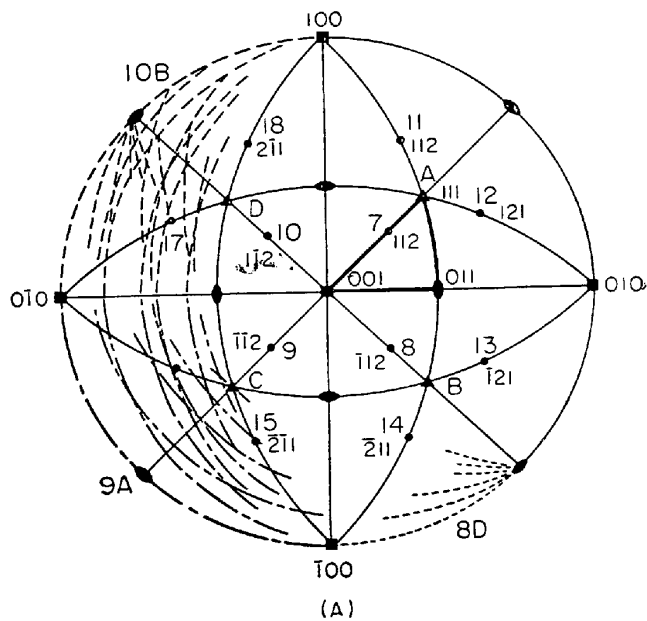
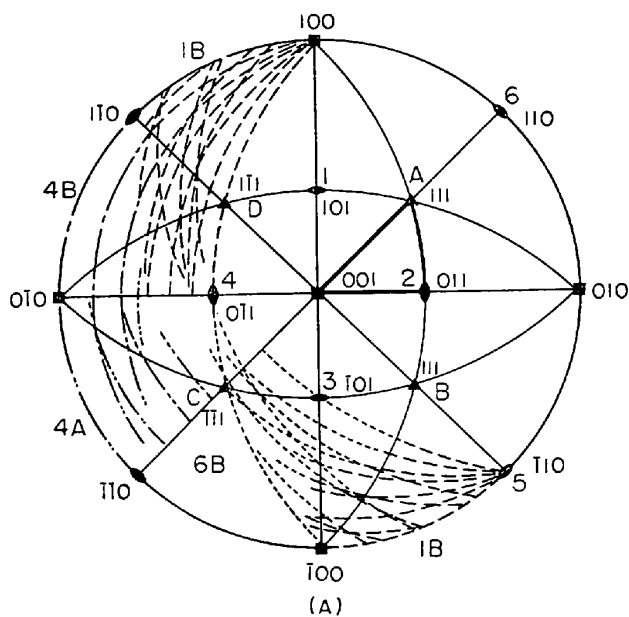


図2 三軸の応力系に対し分解せん断応力の最も大きな $\{011\}\langle 111 \rangle$ すべり系を大円に沿って表示した標準投影

図3 二分解せん断応力の最も大きな $\{112\}\langle 111 \rangle$ すべり系を示す標準投影

図2と図3を用いたすべり回転の解析法は次のごとくである。最初第2の応力軸が単一すべりの起こるような方位にある場合には、そのすべり系だけが活動し、第2の応力軸を異なるすべり系が活動する2つの領域間の境界線まで回転させる。そこにおいて二重すべりが起こり圧延面法線は2つのすべり面法線の中心点に、圧延方向は対応する2つのすべり方向の中心点に向かってそれぞれ大円上を移動する。一方2つの応力軸が同一の $\langle 110 \rangle$ 晶帯大円上またはその近傍にある場合には、最初から分解せん断応力の大きな2つのすべり系による二重すべりが起こると考える。このすべり系対では一方のすべり系の $m \cdot m'$ が正で他方のそれが負となるので、両者は幅方

向の歪を互いに打ち消し合うため、広範囲に協同的に活動するものと思われる。図4はそのようなすべり系対において、分解せん断応力の値が第1位と第2位を占める領域を示す標準投影である。

3. 解析結果ならびに考察

はじめに2つの応力軸が主要な大円または標準ステレオ三角形の頂点にある場合について検討しよう。圧延面法線と圧延方向が主要な大円に沿って変化する場合にはけるすべり回転を示す標準投影を図5に示す。すべり回転にあずかる $\{011\}\langle 111 \rangle$ すべり系は図中に記入してある。

3.1 2つの応力軸が $[1\bar{1}0]$ 晶帯大円上にある場合

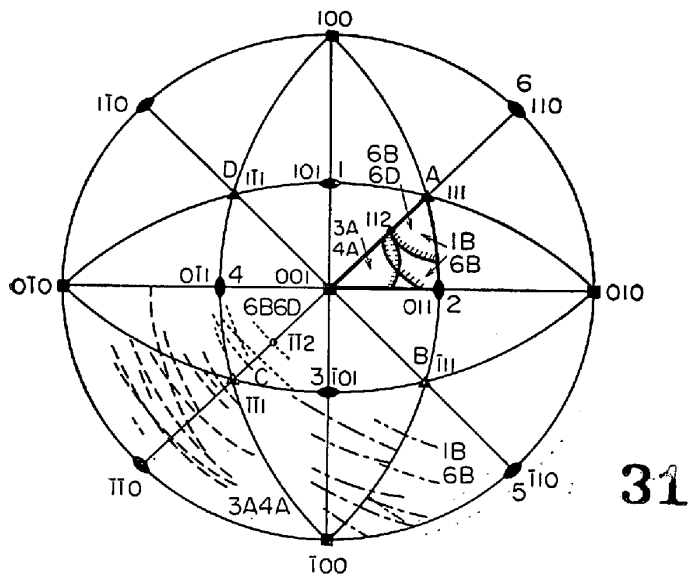


図4 3Aと4A, 1Bと6Bおよび6Bと6Dの分解せん断応力の値がそれぞれ最大と第2位である領域を示す標準投影

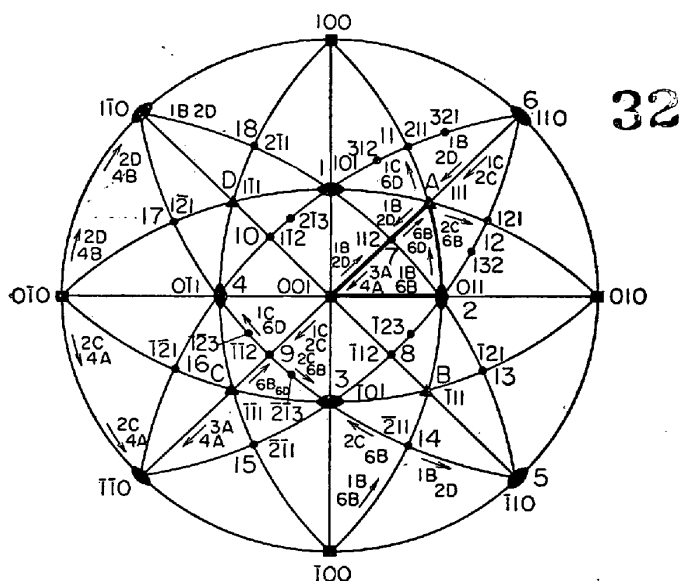


図5 主要な大円に沿った方位変化を示す標準投影。圧延面法線を(100)-(010)-(001)内に取り、方位変化に寄与する{011}<111>すべり系を図中に記入した

大円(110)-(001)-(110)上における主要な{011}<111>すべり系と{112}<111>すべり系の分解せん断応力の変化を図6に示す。圧延面法線が(001)と(112)の間にそして圧延方向が[110]と[111]の間にあるときには、{011}<111>すべり系では3Aと4Aの分解せん断応力が最大となる。そこで圧延面法線は3と4の中間(112)に近づき、圧延方向はその裏半球投影点が、投影図上Cの裏側に一致するAに向かって回転する。すなわち圧延方向の表半球投影点はAから遠ざかるように回転するので、結晶は(001)[110]方位に達する。(001)[110]方位を越え

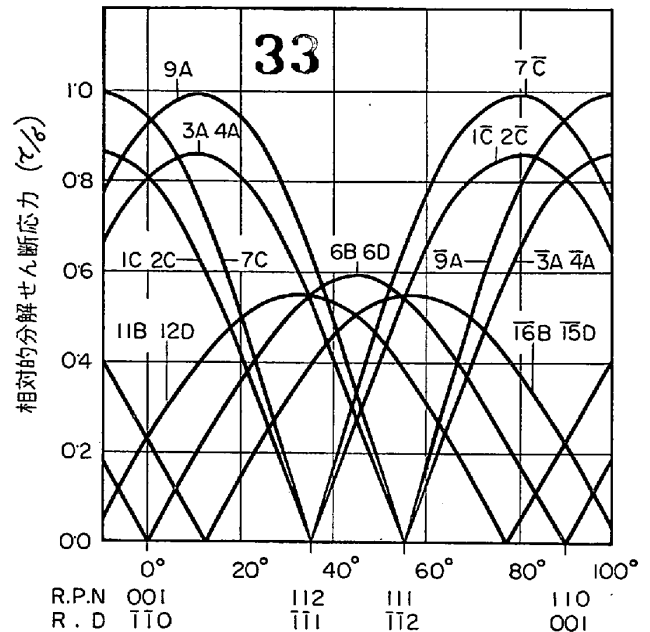


図6 圧延面法線が(001)と(110)、圧延方向が[110]と[001]の間にある場合における主要なすべり系の相対的分解せん断応力の変化

ると1Cと2Cの分解せん断応力が最大となるので、逆向きの回転が起こり結晶は(001)[110]へ戻る。[110]晶帯大円上を移動するこれらの方位変化は幅方向[110]のまわりの回転であるので、(001)[110]方位は幅方向のまわりの回転に対して安定である。{112}<111>すべり系では9A, また{123}<111>すべり系では(123)Aと(213)Aの活動が(001)[110]方位を形成させる。

圧延面法線が(111)と(110)の間にそして圧延方向が[112]と[001]の間にあるときには、1C, 2Cおよび7Cが活動するので、前者は(112)に向かってまた後者はCに向かって回転する。一方圧延面法線が(112)と(111)の間にそして圧延方向が[111]と[112]の間にあるときには、分解せん断応力のとくに大きなすべり系は存在しないが、6Bと6Dならびに11B, 12D, 16B, 15Dが活動し、圧延面法線が大略(110)に圧延方向が[001]に向かって移動する。したがってこれらの2つの領域では、1C, 2C, 6B, 6Dの分解せん断応力が等しくなる方位すなわち(111)[112]方位が得られる。

(112)[111]方位の結晶は(001)[110]または(111)[112]方位に向かって回転するので、圧延に対して安定でない。(110)[001]方位では{011}<111>すべり系では4つのすべり系3A, 4A, 1C, 2C, また{112}<111>すべり系では9Aと7Cの分解せん断応力がそれぞれ最大で等しい。そこでこれらのすべり系が等価に活動すれば、(110)[001]方位は維持されるが、[001]にある圧延方向がAとCから最も遠い位置にあるので、この方位は圧延に対し安定でない。圧延方向が少しでも[111]か[112]側にずれると、このずれを増加させるように作用するすべ

り系の分解せん断応力が、結晶を(110)[001]方位にもどす働きを有するすべり系のそれよりも大きくなるので、回転が進行しけつきよく{111}<112>方位となる。

3.2 (111)[$\bar{1}\bar{1}2$]方位の場合

3.1で示したすべり回転によつて得られる(111)[$\bar{1}\bar{1}2$]方位は圧延に対し完全には安定でないと考えられる。その理由はこの方位においては{011}<111>すべり系1 $\bar{C}$ 、2 $\bar{C}$ 、6Bおよび6Dの分解せん断応力が等しく、2 $\bar{C}$ と6Bまたは1 $\bar{C}$ と6Dが協同的に活動すれば、もつと安定な方位に向かつてさらにすべり回転を生ずることが期待されるからである。2Cと6B上の共役すべりが起これば、圧延面法線が(011)と(110)の中間(121)にそして圧延方向が[$\bar{1}\bar{1}1$]と[$\bar{1}\bar{1}1$]の中間[$\bar{1}01$]に向かつてそれぞれ大円上を移動し、(111)[$\bar{1}\bar{1}2$]方位から(121)[$\bar{1}01$]方位に変わる。(111)と(121)が(110)からそれぞれ35°と30°離れており、また[$\bar{1}\bar{1}2$]と[$\bar{1}01$]が[$\bar{1}\bar{1}0$]から55°と60°離れているので、(111)[$\bar{1}\bar{1}2$]から(121)[$\bar{1}01$]への方位変化は圧延方向から圧延面法線に向かつて約60°傾いた<110>軸すなわち(110)および[$\bar{1}\bar{1}0$]のまわりの回転となつている。{111}<112>方位は圧延に対しかなり安定で高圧下率まで相当量観察されるから、前記の方位変化は徐々に進行し、移動の途上にある結晶は連続して存在するものと考えられる。それゆえ(110)極点図上には中心から圧延方向に向かつて約30°の位置に著しい集積が形成され、その位置(圧延面法線から30°、圧延方向から60°)に<110>繊維軸をもつ部分的繊維組織が発達するのであろう。

ところが{112}<111>すべり系では、7Cまたは1 $\bar{6}B$ と1 $\bar{5}D$ の活動によつて2つの応力軸が[$\bar{1}\bar{1}0$]晶帯大円上を移動して到達する方位は、図6から明らかなごとく(111)[$\bar{1}\bar{1}2$]方位から(112)[$\bar{1}\bar{1}1$]方位側に約4°ずれている。この方位は7 $\bar{C}$ 、1 $\bar{6}B$ 、1 $\bar{5}D$ の分解せん断応力の等しくなる点であるが、7と1 $\bar{6}$ または7と1 $\bar{5}$ の中心点は{112}と一致しない。そこで{112}<111>すべり系は(111)[$\bar{1}\bar{1}2$]方位から(121)[$\bar{1}01$]方位への変化には寄与しないであろうと考えられる。同様に{123}<111>すべり系も(121)[$\bar{1}01$]方位の形成にあずからない。

しかし7 $\bar{C}$ と1 $\bar{6}B$ は[$\bar{1}01$]がCとBの中間にあるので、少なくとも圧延方向の[$\bar{1}\bar{1}2$]から[$\bar{1}01$]への移動は助けるであろう。したがつて{011}<111>すべり系と{112}<111>すべり系が協同して活動すれば、圧延面法線は(111)の近傍に留まり、圧延方向だけが[$\bar{1}\bar{1}2$]から[$\bar{1}01$]および[011]に向かつて移動し、圧延面に垂直に<111>軸が配列した繊維組織が形成されると解される。

3.3 (001)[$hk0$]方位の場合

(001)[010]方位では{011}<111>系の4個のすべり系4A、4B、2C、2Dならびに{112}<111>系の8個のすべり系の分解せん断応力がそれぞれ最大で等しい。そこでこれらのすべり系が等価に活動すれば(001)[010]方位は

維持される。(001)[010]方位の結晶を圧延方向のまわりに回転させるためには、すべり面法線が(101)か($\bar{1}01$)であるすべり系の活動が起こる必要がある。ところがそのようなすべり系の分解せん断応力は4A、4Bなどの1/2で非常に小さい。それゆえ(001)[010]方位は圧延方向のまわりの回転に対し安定である。圧延面法線のまわりに回転して圧延方向が基円[010]-[$\bar{1}\bar{1}0$]上にきた場合には、4Aと2Cおよび9Aと7C上のすべりが活発になり、結晶を(001)[$\bar{1}\bar{1}0$]方位まで回転させる。その理由は(001)面が4つの面(011)、(0 $\bar{1}1$)、(112)、($\bar{1}\bar{1}2$)の中心にあり、しかも[$\bar{1}\bar{1}0$]がAとCから等角度に位置しているからである。したがつて(001)[$\bar{1}\bar{1}0$]方位は圧延面法線のまわりの回転に対して安定であるということが理解できる。

(001)[010]方位において4Bと2Dならびに10Bと8Dがより活発に活動した場合には、逆向きの回転が起こり、(001)[110]方位が得られる。ところで4Bと2Dの横方向の圧縮応力に対するシュミットファクター $m \cdot m'$ は正であるから、その活動は板幅の縮小を起こすはずである。それに対し4A、2C、1B、3Dでは $m \cdot m'$ が負であるから、その活動は幅広がりを生ずる。結晶が(001)[$\bar{1}\bar{1}0$]方位に近づくと1Bと3Dの分解せん断応力が増すので、4B、2D、1Bまたは4B、2D、3Dが協同的に活動すると考えると、圧延面法線は(001)からはずれることになる。なお10Bと8Dでは $m \cdot m'$ が負である。

3.4 2つの応力軸が[100]晶帯大円上にある場合

この領域においては図7に示すごとく、24個の{110}<111>および{112}<111>すべり系の分解せん断応力の値

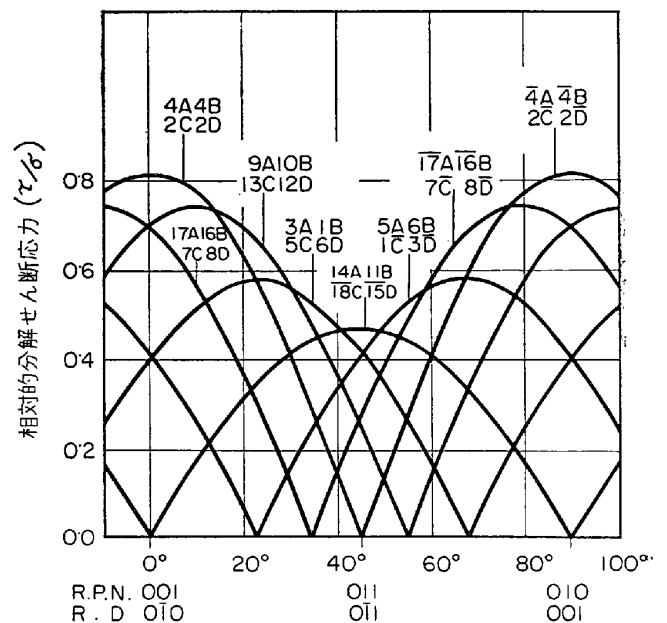


図7 圧延面法線が(001)と(010)、圧延方向が[010]と[001]の間にある場合における全すべり系の相対的分解せん断応力の変化

は4つずつのすべり系を含む6個のグループになつて変化する。(001)[010]方位の近くでは、2Cと2D上のすべりが結晶を(011)[011]方位に向かつて回転させるが、4Aと4Bの活動がそれを(001)[010]方位に戻すように働く。したがつてこれら4個のすべり系が等価に活動したとき、各応力軸がどのように移動するかを予測することは困難である。ただしこれらのすべり系のうちの1つが単独で活動した場合には、2つの応力軸は[100]晶帯大円上から逸脱する。{112}<111>すべり系9A, 10B, 13C, 12Dが活動した場合にも同様のことがいえる。

一方(011)[011]方位は圧延に対し安定でなく、しかもそのすべり回転を予想することが容易でない。なぜならば、この方位では8個の{011}<111>すべり系の分解せん断応力が最大で等しくなるが、その値が十分大きくないからである。2軸の応力系におけるすべり回転の解析法では、1B, 6B, 1C, 6Dの活動によつて圧延面法線は1と6の中間に向かつて回転するであろうと予想される。圧延方向はCとDの中心[011]にあり、しかも[011]がBと90°離れているので、これら4個のすべり系の活動に対して圧延方向は安定である。すなわち(011)[011]方位は圧延面法線が圧延方向のまわりに回転し、(111)[011]方位に近づくのであろうと予想される。ところが(011)[011]方位においては、これらすべり系の圧延面法線方向の圧縮応力と圧延方向の引張り応力に対するシュミットファクター $l \cdot l'$ と $n \cdot n'$ のいずれかがゼロとなるので、すべり回転は3軸の応力系における解析法で考えるべきである。この方位では1Bと6Bの $m \cdot m'$ が負で1Cと6Dのそれが正であるから、これら4個のすべり系は協同して活動することが可能である。1Bと6B上のすべりは、圧延面法線を[211]に向かつて回転させるが、 $n \cdot n'$ がゼロであるから、圧延方向は[011]に留まっている。1Cと6Dでは、 $l \cdot l'$ がゼロに等しいので、圧延面法線の移動は最初に決定することができない。幅方向が[211]に向かつて移動し、圧延方向がCとDの中間[011]に留まっているので、圧延面法線はけつきよく(111)に向かつて移動することになる。その結果、4つのすべり系が等価に活動しても、(011)[011]方向はかならずしも(111)[011]方位に向かつて回転するという事にはならない。3A, 5A, 5C, 3Dが活動した場合にも同様である。{112}<111>系の4つのすべり系14A, 11B, 18C, 15Dでは、14Aまたは11Bが単独に活動すれば圧延面法線が(111)または(111)に近づく。このように(011)[011]方位においては分解せん断応力の最も大きなすべり系が数多くあり、それらの種々の組み合わせによるすべり回転が考えられるから、その挙動はきわめて複雑である。

3.5 圧延方向が[110]にそして圧延面法線が(001)と(111)の間にある場合

圧延面法線が[110]晶帯大円上にある場合における1

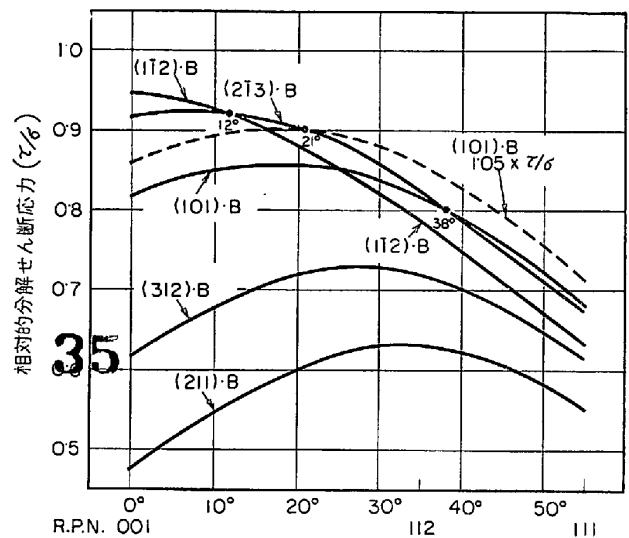


図8 圧延方向が[110]に圧延面法線が(001)と(111)の間にある場合における[111]をすべり方向とするすべり系の相対的分解せん断応力の変化

B, 10B, 11B, (213)Bの相対的分解せん断応力の変化を図8に示す。圧延面法線が(001)から12°以内にあるときには、10Bと8Dの活動が最も活発に起こる。圧延面法線は10と8の中心(001)に回転し、圧延方向はBとCの中心[110]にあるので動かないから、(001)[110]方位が形成される。圧延面法線が(001)から約12°ないし38°の領域にあるときには(213)Bと(123)Dの活動が起こり、結晶を(118)[110]方位に向かつて回転させる。ところがこの方位では10Bと8Dが活動するのでけつきよく(001)[110]方位が生ずる。圧延面法線が(001)より約38°以上離れた領域にあるときには1Bと2Dが最も活発に活動する。したがつて(111)[110]方位の結晶は(112)[110]方位に向かつて移動するであろう。しかし1Bと2Dの活動はその $m \cdot m'$ が正であるため板幅の縮小をもたらすので、それを打ち消す働きを有する11B, 12Dなどのすべり系も同時に活動するならば、(111)[110]方位から(112)[110]方位へ向かう回転は遅滞することになる。

このすべり回転に関する予想は、これら3種のすべり系の臨界せん断応力が常に等しいという仮定のうえに成り立っている。OPINSKYとSMOLUCHOWSKY⁹⁾はFe-Si合金では{011}面上の臨界せん断応力 $\tau_{(011)}$ が{112}面および{123}面上のそれすなわち $\tau_{(112)}$ と $\tau_{(123)}$ よりも少し小さいと報告している。そこで α 鉄においても $\tau_{(112)} = \tau_{(123)} = 1.05\tau_{(011)}$ という式が成立つと仮定すると、図8に破線で示すごとく1Bと2Dがさらに広範囲に活動することになり、(112)[110]方位の発達をもたらす。ところで α 鉄では交差すべりが容易に起こる。換言すれば(101)面に加えて(112), (213), (312)および(211)のような諸面が協同的に活動する。したがつて圧延面が(001)から(111)へ向かう回転ならびに逆向きの回転

が容易に起こり、(001) と (111) の間にある圧延面法線が安定化される。それに対し [110] に存在する圧延方向は B と D の中心にあるから、これらすべてのすべり系の活動に対し非常に安定である。それゆえ (110) 極点図の圧延方向の近傍には著しい集積が形成される。その結果 $\langle 110 \rangle$ 軸が圧延方向に平行に配列した部分的繊維組織が発達する考えられる。

3.6 2つの応力軸が単位三角形の内部に存在する場合

3.6.1 {011}〈211〉すべり系による回転

図9は標準ステレオ三角形 (001)-(011)-(111) 内に圧延面法線をプロットし、広範囲の方位について解析した圧延面法線と圧延方向の回転を矢印で示す標準投影である。圧延方向が領域Ⅰにある場合の方位変化は DILLAMORE⁷⁾が面心立方金属について示したものに対応している。圧延方向がⅡに圧延面法線が (112)-(011) の近傍にある場合には 1B が活動し圧延面法線は (101) に近づく。圧延方向は B から 90° 以上離れているから、[111] から遠ざかるように回転し [110]-[011] 大円弧を越える。すると図2から明らかなように 1B とともに 2D が活動することになり、圧延方向は 1B と D の中間 [110] にまた圧延面法線は 1 と 2 の中間 (112) に向かつて回転する。圧延方向がⅢにある場合には、はじめ 2D が活動し次に 2D と 1B による二重すべりが起こり、同様に (112) [110] 方位が形成される。

圧延方向がⅣにあるときには、まず 6B が活動し、圧延面法線は標準ステレオ三角形から逸脱し三角形 (010)-(011)-(111) に入る。三角形 (010)-(011)-(111) と三角形 (100)-[101]-[111] の関係は標準ステレオ三角形と三角形 [100]-[110]-[111] の関係に等価である。その場合

には 1B が活動するという関係から、圧延面法線が三角形 (010)-(011)-(111) 内にそして圧延方向が三角形 [100]-[101]-[111] 内にある場合には 6B が活動することがわかる。そのため圧延方向は [101]-[211] に近づき、圧延面法線は三角形 (010)-(110)-(111) 内に入る。この三角形と三角形 [010]-[011]-[111] の関係は標準ステレオ三角形と三角形 [010]-[110]-[111] のそれに等価である。三角形 [010]-[110]-[111] では図2の(A)と(B)および図9に示したように、大略 [110][121] 大円弧において 2D と 1B の二重すべりが起こる。これは三角形 (010)-(110)-(111) と三角形 [100]-[101]-[111] の関係においては 6B と 2C による二重すべりとなる。したがって圧延方向は [101]-[211] の近傍からその回転の向きが急に変化し B と C の中間 [101] に近づく。一方圧延面法線は (101)-(211) 大円弧から 90° 離れた (111)-(121) 大円弧の近傍において、回転方向が (110) から 6 と 2 の中間 (121) に急激に変化する。その結果 (121) [101] 方位が形成される。(455) は (111)-(011) 大円弧上 (111) から約 5° の位置にある。6B による回転の矢印は (111) よりむしろ主として (455) のあたりを通って標準ステレオ三角形から逸出している。そこで (110) 極点図には (111) [211] 方位よりは (455) [522] 方位に対応する位置に高い集積の出現する可能性がある。このように標準投影の大部分の領域において、分解せん断応力の最も大きな {011}〈111〉すべり系が活動する場合には、{112}〈110〉方位が発達することになる。圧延方向を標準ステレオ三角形内にとつて解析してもまったく等価な結果が得られる。

つぎに {001}〈110〉方位ならびに {111}〈211〉方位が形成される場合のすべり回転を図10に示す。圧延方向が領

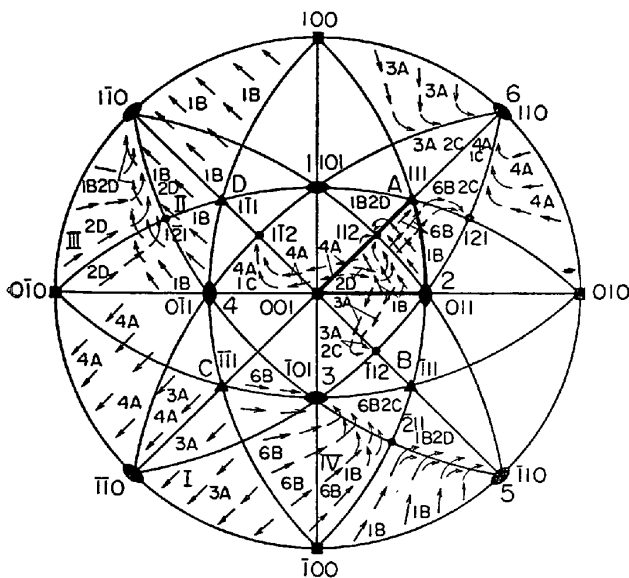


図9 {011}〈111〉型のすべり系の活動による {112}〈110〉方位へ向かうすべり回転を矢印で示す標準投影。圧延面法線がはじめ標準ステレオ三角形 (001)-(011)-(111) 内にある場合

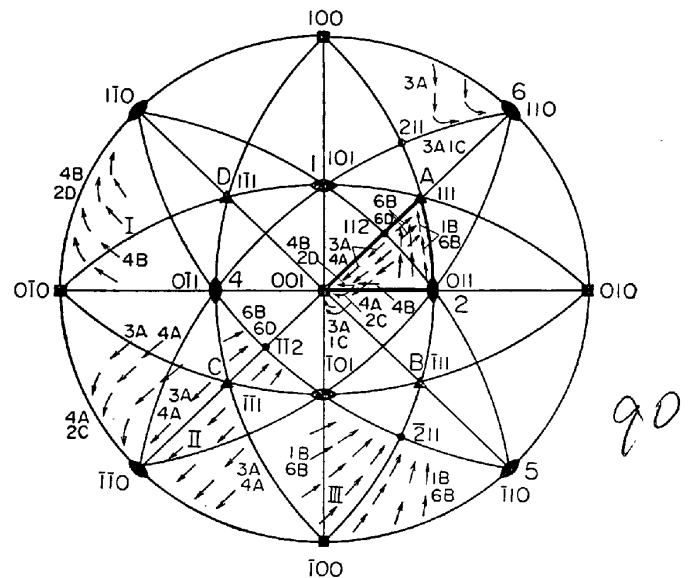


図10 {011}〈111〉型のすべり系の活動による {001}〈110〉方位と {111}〈211〉方位へ向かうすべり回転を矢印で示す標準投影。圧延面法線がはじめ標準ステレオ三角形内にある場合

域 I に圧延面法線が $[100]$ 晶帯大円近傍でしかも (001) から 22.5° 以内にある場合には、図 2 の (A) に示すように、 $2D$ ではなく $4B$ の分解せん断応力が最大となる。 $4B$ が活動すると、圧延方向は B から遠ざかるように回転し、圧延面法線は $(001)-(112)$ 大円弧に近づく。そのため $4B$ とともに $2D$ が活動することになり、 $(001)[1\bar{1}0]$ 方位に向かう回転が起こる。圧延方向が II にあるときには、圧延面法線は $3A$ と $4A$ によつて 3 と 4 の中間 $(\bar{1}\bar{1}2)$ に向かつて移動するため、標準ステレオ三角形から三角形 $[001]-[011]-[\bar{1}\bar{1}1]$ を通り三角形 $(001)-(\bar{1}01)-(\bar{1}\bar{1}1)$ 内に入る。それとともに圧延方向は三角形 $[100]-[\bar{1}\bar{1}0]-[\bar{1}\bar{1}1]$ から三角形 $[100]-[110]-[111]$ に飛び移る。ここにおいては $3A$ の分解せん断応力が最大であるから、さらに A に接近する。それにしたがつて圧延面法線が $(001)-(\bar{1}01)$ 大円弧に近づくとき $3A$ とともに $1C$ が作動するため、けつきよく $(001)[110]$ 方位が形成される。

圧延方向がⅢにあるときには1Bと6Bによつて分散の大きな(111)[211]方位が形成される。大きな分散の生ずる理由は(111)と[211]がそれぞれ2つの活動すべり系のすべり面法線の中心とすべり方向の中心に一致していないためである。かくして{011}<111>すべり系の活動によつて、{112}<110>方位だけでなく{001}<110>方位と{111}<211>方位が形成されることが明らかとなつた。

3.6.2 {112}〈111〉すべり系による方位変化

{112}<111>すべり系の活動による方位変化を図 11 に示す。圧延方向が I の領域にある場合には、12D によって圧延面法線は (121) に圧延方向は $[1\bar{1}1]$ に向かつて移動する。そこで 10B の分解せん断応力が増加し、12D と 10B による二重すべりが起こる。このためすべり回

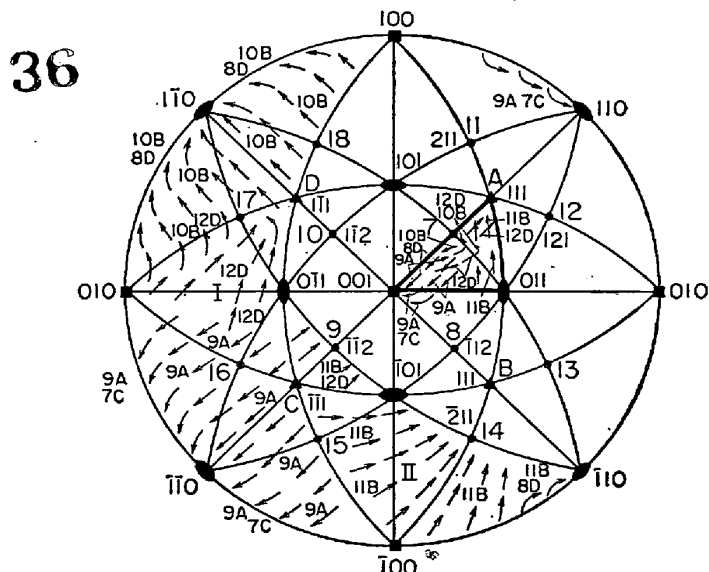


図11 {112}〈111〉型のすべり系の活動による {001} 〈110〉方位と {111}〈211〉方位へ向かうすべり回転を矢印で示す標準投影。圧延面法線が最初標準ステレオ三角形内にある場合

37

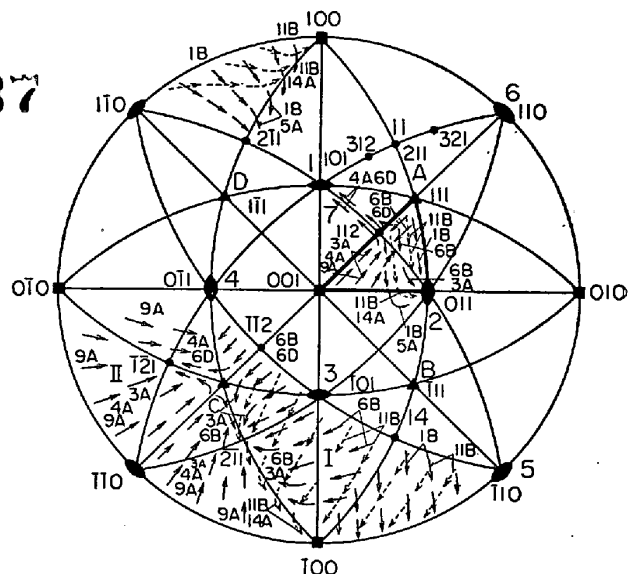


図12 {011}<111>型と{112}<111>型のすべり系の活動による方位変化を示す標準投影。圧延方向が最初標準ステレオ三角形内にある場合。
{011}<111>型によるすべり回転は普通の矢印で、また{112}<111>型によるそれは破線矢印で示してある

転の向きが非常に変わり、次に 10B と 8D による二重すべりが生ずる。その結果最終的には (001) [110] 方位が発達する。圧延方向が II にあるときには 11B の活動によって $\langle 111 \rangle$ [211] 方位が得られる。このように $\{112\}$ $\langle 111 \rangle$ すべり系の活動は $\{001\}$ $\langle 110 \rangle$ 方位と $\{111\}$ $\langle 211 \rangle$ 方位を発達させる。

3.6.3 {011}〈111〉すべり系と{112}〈111〉すべり系が協同して活動した場合のすべり回転

この場合の方位変化を、圧延方向を標準ステレオ三角形内にプロットして図 12 に示す.

圧延面法線が領域 I にある場合には、 $\{011\}\langle 111 \rangle$ すべり系では 6B または 1B、 $\{112\}\langle 111 \rangle$ すべり系では 11B が活動するため、圧延面法線は矢印および破線矢印で示すごとく 1, 6 および 11 から遠ざかるように回転し、 $[011]$ 晶帯大円すなわち $(\bar{1}\bar{1}1) - (2\bar{1}1) - (\bar{1}00) - (2\bar{1}1)$ 大円弧に近づく。2 種のすべり系が同時に働いたときならびに (110) すべり面と (211) すべり面の間にある (321) すべり面が働いたときの回転方向は 2 種の矢印の向きの中間となるが、圧延面法線が $[011]$ 晶帯大円近傍に到達することには変わりがない。一方圧延方向は $[111]$ に向かつて移動する。 $\{011\}\langle 111 \rangle$ すべり系では $[011]$ 晶帯大円の少し手前から 6B と 3A よる二重すべりが、また $\{112\}\langle 111 \rangle$ すべり系では $[011]$ 晶帯大円を少し越えたところで 11B と 14A による二重すべりが始まり、それぞれ圧延面法線を $(2\bar{1}1)$ と $(\bar{1}00)$ に向かつて回転させる。そのとき圧延方向は A と B の中間 $[011]$ に近づく。このようにして $[2\bar{1}1][011]$ 方位と $(\bar{1}00)[011]$ 方位が形成される。

もちろん3・6・1で説明したように $[011]$ 晶帯大円近傍に圧延面法線と圧延方向があつて6Bと1Bによる二重すべりが起こる結晶では $\{011\}\langle 111 \rangle$ すべり系の活動によつても $(100)[011]$ 方位が発達する。

α鉄は交差すべりを生じやすく、 $[111]$ 軸すべりの場合 (110) 、 (321) 、 (211) 、 (312) 、 (101) 、 $[111]$ すべりの場合 $(\bar{1}10)$ 、 $(\bar{3}21)$ 、 $(\bar{2}11)$ 、 $(\bar{3}12)$ 、 $(\bar{1}01)$ などの諸すべり面が活動可能である。そこで素材の履歴の関係で $(100)[011]$ 方位成分が多い場合には $(211)[011]$ 方位へ向かう回転が多く起こり、反対に $(\bar{1}11)[011]$ 方位成分が多い場合には逆向きの回転が優勢となることが考えられる。したがつて圧下率が高くなると (100) および (211) だけでなく (100) から $(\bar{1}11)$ にわたつて $[011]$ 晶帯大円上に広く圧延面法線が分布し、圧延方向に平行に $\langle 011 \rangle$ 軸が配列した部分的繊維組織が発達すると解される。

一方領域Ⅱに圧延方向がある場合には3A、4A、9Aおよび6B、6Dが活動しまず分散の大きな $(\bar{1}11)[112]$ 方位が形成される。次に $\{011\}\langle 111 \rangle$ すべり系3A、6Bまたは4A、6Dによる共役すべりが可能となれば、圧延面法線が $(2\bar{1}1)$ または $(\bar{1}21)$ 圧延方向が $[011]$ または $[101]$ に向かつて移動する。これは大略 $[110]$ 軸および $[110]$ 軸のまわりの回転とみなすことができるから、この方位変化の過程で圧延方向から圧延面法線に向かつて約 60° 傾いた $\langle 110 \rangle$ を繊維軸とする部分的繊維組織が得られる。ところが $(\bar{1}11)$ から $(2\bar{1}1)$ および $(\bar{1}21)$ へ向かう矢印は主として9Aによる矢印とほぼ逆向きとなつてゐるため、圧延面法線が $(\bar{1}11)$ から $[112]$ へ移動することは非常に困難であろうと予想される。それに対し圧延方向は $[112]$ から $[011]$ および $[101]$ に容易に変わることができる。(前者のすべり回転は図がはん雑になることをさけるため矢印では示していない。)その結果、圧延面法線は $(\bar{1}11)$ の近傍に留まるが、圧延方向は $[101]$ – $[112]$ – $[011]$ 大円弧にわたつて分布し、 $\langle 111 \rangle$ 軸が圧延面に垂直に配列した繊維組織が形成されることになる。

3.7 局所的な方位変化

Fe-Si合金およびFe-Al合金の単結晶を圧延した場合に起こる方位変化¹⁰⁾¹¹⁾のなかには、今まで説明してきたすべり回転とは逆向きのそれも見出される。そのような方位変化は変形帯の形成による局所的な現象であると考えられる。たとえば $(110)[001]$ 方位と $(111)[\bar{1}12]$ の方位の間ではすでに図5に示したように $1\bar{C}$ 、 $2\bar{C}$ 、 $7\bar{C}$ の活動によつて $(110)[011] \rightarrow (111)[\bar{1}12]$ という方位変化が起こるはずである。ところが変形帯が形成されると図13に示すごとく、方位変化の遅れた領域と進みすぎた領域ができる。すなわち2つの変形帯にはさまれた領域(A)は前者を、また(B)は後者を図解したものである。

$(111)[\bar{1}12]$ 方位において $1\bar{C}$ 、 $2\bar{C}$ と $7\bar{C}$ が活動していると仮定すると、(A)によつて $(111)[\bar{1}12]$ 方位から $(110)[001]$ 方位へ向かうすべり回転が局所的に生ずる

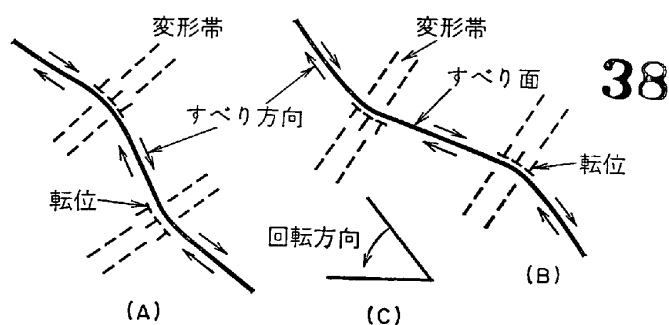


図13 変形帯の形成による局所的方位変化

ことが理解できる。同様に(B)によつて $(112)[\bar{1}11]$ 方位へ向かうすべり回転が起こることになる。 $(112)[\bar{1}11]$ 方位に達した結晶はさらに $(001)[\bar{1}10]$ 方位へすべり回転することができる。このように変形帯の形成による局所的方位変化を考えれば、安定な $(111)[\bar{1}12]$ 方位を有する単結晶を圧延した場合も $(110)[100]$ 方位と $(001)[\bar{1}10]$ 方位の現われることが説明できる。これは再結晶核の形成を論ずる場合にはきわめて重要である。

4. 要 約

α鉄の単結晶を圧延するときに最終安定方位に至るすべり回転を、おのおの最大の分解せん断応力を有する1つまたは2つの $\{011\}\langle 111 \rangle$ 、 $\{112\}\langle 111 \rangle$ または $\{123\}\langle 111 \rangle$ すべり系が協同して活動するものと仮定して、 (001) 標準ステレオ投影上で幾何学的に解析した。

(1) $\langle 112 \rangle$ 方向が圧延方向と活動すべり方向の間に存在するような方位をとつてゐる結晶は最初 $\{111\}\langle 112 \rangle$ 方位となる。そこで $\{011\}\langle 111 \rangle$ すべり系において共役すべりが広範囲に起こると考えると、 $\{111\}\langle 112 \rangle$ 集合組織成分は最も安定な終着方位 $\{112\}\langle 110 \rangle$ に向かつて徐々に移動する。しかしながらし $\{112\}\langle 111 \rangle$ すべり系の活動のために、圧延面法線が $\{112\}$ に向かつて回転することが困難になると、圧延面に垂直な $\langle 111 \rangle$ 軸を有する繊維組織がその結果として形成される。

(2) $\langle 110 \rangle$ 方向が圧延方向と活動すべり方向の間に位置している場合には、圧延面法線は大円弧 $\{001\}$ – $\{112\}$ – $\{111\}$ に近づき、一方圧延方向は $\langle 110 \rangle$ に移動する。そこで $\{011\}\langle 111 \rangle$ すべり系と $\{112\}\langle 111 \rangle$ すべり系による二重すべりが活動しはじめ、前者は圧延面法線を $\{112\}$ に向かつて回転させ、後者は $\{001\}$ に向かつて逆向きの回転を生ずる。それに対し圧延方向は $\langle 110 \rangle$ のすぐ近くに留まつてゐる。その結果2つの最終安定方位 $\{112\}\langle 111 \rangle$ と $\{001\}\langle 110 \rangle$ が発達する。しかしながらこの方位変化の途上で広範囲に交差すべりが起こると、 $\{001\}$ と $\{111\}$ の間に存在する圧延面法線は安定となり、圧下率が増加するにしたがつて $\langle 110 \rangle$ 軸が圧延方向に平行に配列した部分的繊維組織の発達が起こる。

おわりに懇切なるご指導を賜つた横浜国立大学和田

良澄教授と東京大学阿部秀夫教授ならびに有益な討論をしていただいた八幡製鉄(株)技術研究所長島晋一、武智弘両氏に深く感謝いたします。

文 献

- 1) G. KURDJUMOV G. and SACHS: Z. Phys., 62 (1930), p. 592
- 2) C. S. BARRETT and L. H. LEVENSON: Trans. AIME, 145 (1941), p. 281
- 3) F. HÄSSNER and H. WEIK: Arch. Eisenhüttenw., 27 (1956), p. 153
- 4) W. C. LESLIE: Trans. AIME, 221 (1961), p. 752
- 5) H. MÖLLER and H. STÄBLEIN: Arch. Eisenhüttenw., (1958), p. 377
- 6) J. BENNEWITZ: Arch. Eisenhüttenw., 33(1962), p. 393
- 7) I. L. DILLAMORE and W. T. ROBERTS: Acta Met., 12 (1964), p. 281
- 8) 上城: 日本金属学会誌, 29 (1965), p. 1137
- 9) A. J. OPINSKY and R. SMOLVCHOWSKY: J. Appl. Phys., 22(1951), p. 1488
- 10) R. K. KOH and C. G. DUNN: J. Metals, (1955), p. 401; Trans. AIME, 203 (1955), p. 401
- 11) H. HU and R. S. CLINE: Trans. AIME, 224 (1962), p. 784