

Zn 単結晶の変形応力の歪速度依存性

三栗谷信雄・西川 廣 信・蛭 子 博 志

*村上 正 継・**藤原慎太郎

物理学教室

(1986年9月5日受理)

Strain Rate Dependence of the Flow Stress in Zinc Single Crystals

Nobuo MIKURIYA, Hironobu NISHIKAWA, Hiroshi EBISU
Masatugu MURAKAMI* and Shintaro FUJIWARA**

Department of Physics

(Received September 5, 1986)

The strain rate dependence of the flow stress was measured from zinc single crystals oriented for basal glide and tested in compression over the temperature range 77 to 298 K, and the results used to deduce the parameters of the thermally activated flow. The Cottrell-Stokes law obeyed the strain rate changes at the beginning of deformation, but at a later stage the behavior became more complex. The easy glide at the early stage of deformation can be explained in terms of a forest cutting mechanism. The complex structure in any part of a specimen is formed when the operation of forest dislocations is inhomogeneous, leading to the transition from the easy glide stage to the hardening stage.

1. 緒 言

筆者およびその共同研究者たちは、先に Zn 単結晶の圧縮による底面すべり変形初期における底面転位即ち $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ (0001) すべり系転位と、樹林転位として作用する $\langle 11\bar{2}3 \rangle$ $\{11\bar{2}2\}$ すべり系転位の、変形応力に対する寄与について報告した¹⁾。そして、底面転位の増殖開始応力は、樹林転位との吸引力結合を解くに要する応力に近い値であること、降伏応力は底面転位が短範囲障害物を熱活性化によって越えるに要する応力 τ_s と、底面転位間の弾性相互作用の結果生ずる長範囲障害物を越えるに要する応力 τ_g との和の形で表されると結論した。変形の進行にともなって τ_s も τ_g も共に増加し、一般に変形応力は $\tau = \tau_g + \tau_s$ の形をとることは明らかであるが、その原因となる長範囲障害物および短範囲障害物の生成の機構については、hcp 型結晶の場合報告は少なく、したがって硬化の機構についても十分な議論はなされていない。

変形応力の熱成分 τ_s と無熱成分 τ_g との比 τ_s/τ_g の値が各変形段階において一定であるかどうか、即ち Cottrell-Stokes の法則²⁾ (C. S. 法則) が成り立つかどうかを調べることによって、両障害物の形成の模様を知ることができ、硬化機構解明の有効な手段となる。その実験方法

の一つとして、変形中に歪速度を急変させて応力変化を測定する歪速度急変法がある。hcp 型単結晶の変形応力の歪速度依存性に関する研究は、Mg, Cd, Zn に関するものが幾つか報告されている。Mg について、Basinski³⁾ らは、せん断応力 0~20MPa, 温度 1.45~248K の領域で測定を行い、温度 46K 以下ではすべての応力領域で C. S. 法則が成り立つこと、それ以上の温度では、低応力領域と高応力領域で成り立ち、中間応力領域では成り立たないことを見出し、C. S. 法則の成り立つ低高二つの応力領域では異なる型の障害物が変形応力に寄与するものと解釈している。Sharp⁴⁾ らは同様な応力範囲で、ただし測定温度は 77~373K のところで測定を行い、200K 以下では C. S. 法則が成り立つこと、それ以上の温度では低応力部分でのみ成り立つことを見出し、これは変形の進行にともなって障害物の密度が変化するためと解釈している。さらに、Conrad⁵⁾ らによるとせん断応力 0~1.6MPa, 温度 4.2~420K の測定で、C. S. 法則は成立していない。同じ Mg 単結晶についての実験結果であるがデータはまちまちである。Cd 単結晶については 77K で C. S. 法則が成立するという Davis⁶⁾ の報告があり、また、Wielke⁷⁾ の Zn 単結晶に関する報告では、温度 4.2~373K のすべての温度で C. S. 法則は成り立たないと結論している。

これらの報告から hcp 型単結晶の変形による硬化の機構を議論することは内容的にも量的にもきわめて不十分である。ただ、これらの報告から推測されることは、低応力、低温度の領域で C. S. 法則が成立する傾向にあること、そして、長範囲障害物と短範囲障害物の形成の様相が温度に強く影響されることである。これは、変形の進行と共に形成される転位の密度、配列などの内部組織が温度に強く依存することを示差している。

本研究では、99.999%素材から作成した Zn 単結晶が $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ (0001)系による単純せん断によって圧縮変形された。変形の途中で歪速度を急変することによって、変形応力 τ とその変化量 $\Delta\tau$ の関係を知り、これらのデータから活性化体積 V を求め、 τ と $\Delta\tau$ の関係、 V とせん断歪 γ の関係から、Zn 単結晶の圧縮変形の過程で生成される短範囲障害物および長範囲障害物の生起の様相を知り、その硬化機構の解明をしようとするものである。測定は、77K, 98K, 128K および 298K の温度で行われた。

2. 試料および実験方法

2.1 試料

公称純度99.999%の Zn 素材を高純度黒鉛ボードに入れ横型移動炉を用いて、圧力0.2MPa 程度の N_2 ガス雰囲気中で、種付けブリッジマン法により単結晶を成長させた。成長速度は $7.0 \times 10^{-5} \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ 、形状は先端部を除いて $23 \times 17 \times 300 \text{ mm}^3$ の角柱状、成長方向は [0001] 方向から $[\bar{1}100]$ 方向に $\pi/4 \text{ rad}$ 傾いた方向で、角柱の1組の側面は $\{11\bar{2}0\}$ 面である。化学切断および化学研磨⁹⁾によって所定の形状、大きさに成型された結晶は、圧力 0.2MPa の N_2 ガス中で 623K, 86.4Ks (24 h) 焼鈍が施され、測定試片として完成された。試片のサイズはほぼ $15 \times 15 \times 20 \text{ mm}^3$ であった。

母結晶内の隣接部分から2個の試片を切り出して1組とし、歪速度急変用試料および初期転位密度観察用試料とした。転位密度の観察は $(11\bar{2}0)$ 面上でのエッチピット観察⁹⁾を行った後、試片を (0001) 面にそって液体 N_2 中でへき開して (0001) 面上のエッチピット観察¹⁰⁾を行い、底面すべり転位に対する樹林転位の密度とした。各試料のテスト前のエッチピット密度は、 $(11\bar{2}0)$ 面上で観察されたものが $7 \sim 9 \times 10^4 \text{ cm}^{-2}$ 、(0001) 面上で観察された密度は $2 \times 10^2 \text{ cm}^{-2}$ の程度であった。

2.2 実験方法

圧縮試験は、基準歪速度 $2.5 \sim 5.7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ でインストロン型試験機 (島津オートグラフ IS-2000) を用いて行われた。ロードセルの最小感度は 0.01MPa であった。

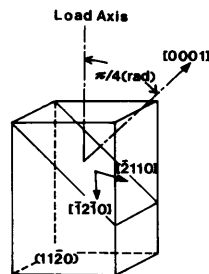


Fig. 1 Crystallographic orientation and geometry of test specimens. The load axis is inclined at about $\pi/4$ radian to the [0001] to $[\bar{1}100]$ direction. The directions $[2110]$ and $[\bar{1}1\bar{2}0]$ are the active glide directions for the basal glide deformation.

Fig. 1 に試料の結晶方位と圧縮加重の方向を示す。このとき底面すべり転位 $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ (0001) および $\langle 2110 \rangle$ (0001) 系転位に対するシュミット因子は 0.433、樹林転位として作用する 2 次錐面転位に対するシュミット因子は、 $\langle 11\bar{2}3 \rangle$ ($11\bar{2}2$) 系と $\langle 211\bar{3} \rangle$ ($21\bar{1}1$) 2 系に対しては 0.290、 $\langle 11\bar{2}3 \rangle$ ($11\bar{2}2$) 系と $\langle 1\bar{2}1\bar{3} \rangle$ ($1\bar{2}12$) 系に対しては 0.209、 $\langle 211\bar{3} \rangle$ ($21\bar{1}2$) 系と $\langle 11\bar{2}3 \rangle$ ($11\bar{2}2$) 系に対しては 0.185 である。

3. 実験結果および考察

3.1 変形応力の歪速度依存性

一般に hcp 型単結晶の塑性変形は、変形に寄与する転位の運動が短範囲障害物によって律速される熱活性化過程であると考えられている。その時、変形に要するせん断応力は

$$\tau = \tau_0 + \tau_s \quad (1)$$

で表示され、せん断歪速度 $\dot{\gamma}$ は次式によって与えられる¹¹⁾。

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \exp\left(-\frac{U_0 - V\tau_s}{kT}\right) \quad (2)$$

ここで $\dot{\gamma}_0$ は熱振動数、熱活性化点の密度、1 回の熱活性化過程で転位が掃過する面積などに比例する頻度因子、 U_0 は障害物に対する活性化エネルギー、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度で、また活性化体積 V は

$$V = kT \frac{\Delta \ln \dot{\gamma}}{\Delta \tau} \quad (3)$$

で定義される。ここで $\Delta \tau$ は変形応力の熱成分の変化量であるので、

$$\Delta \tau = \Delta \tau_s \quad (4)$$

もしも、与えられた温度で、一定の歪速度変化によって、 U_0 および $\dot{\gamma}_0$ に変化を生じないならば、(2), (3) および (4) 式より

$$\Delta\tau_s = K_1\tau_s \quad (K_1: \text{定数}) \quad (5)$$

の関係が得られる。歪速度急変テストの結果、もしも

$$\Delta\tau = K_2\tau \quad (K_2: \text{定数}) \quad (6)$$

の関係が成り立つならば(1), (4), (5)および(6)式の関係から

$$\tau_s = K\tau_0 \quad (K: \text{定数}) \quad (7)$$

となり、その時転位の運動に対して障害となる長範囲応力場と短範囲応力場の強さが比例することになる。即ち Cottrell-Stokes の法則が成り立ち特定の硬化機構の推測が可能となる。

このような観点から τ と $\Delta\tau$ との関係を求めたのが Fig. 2 である。基準歪速度で圧縮変形中に歪速度を10倍

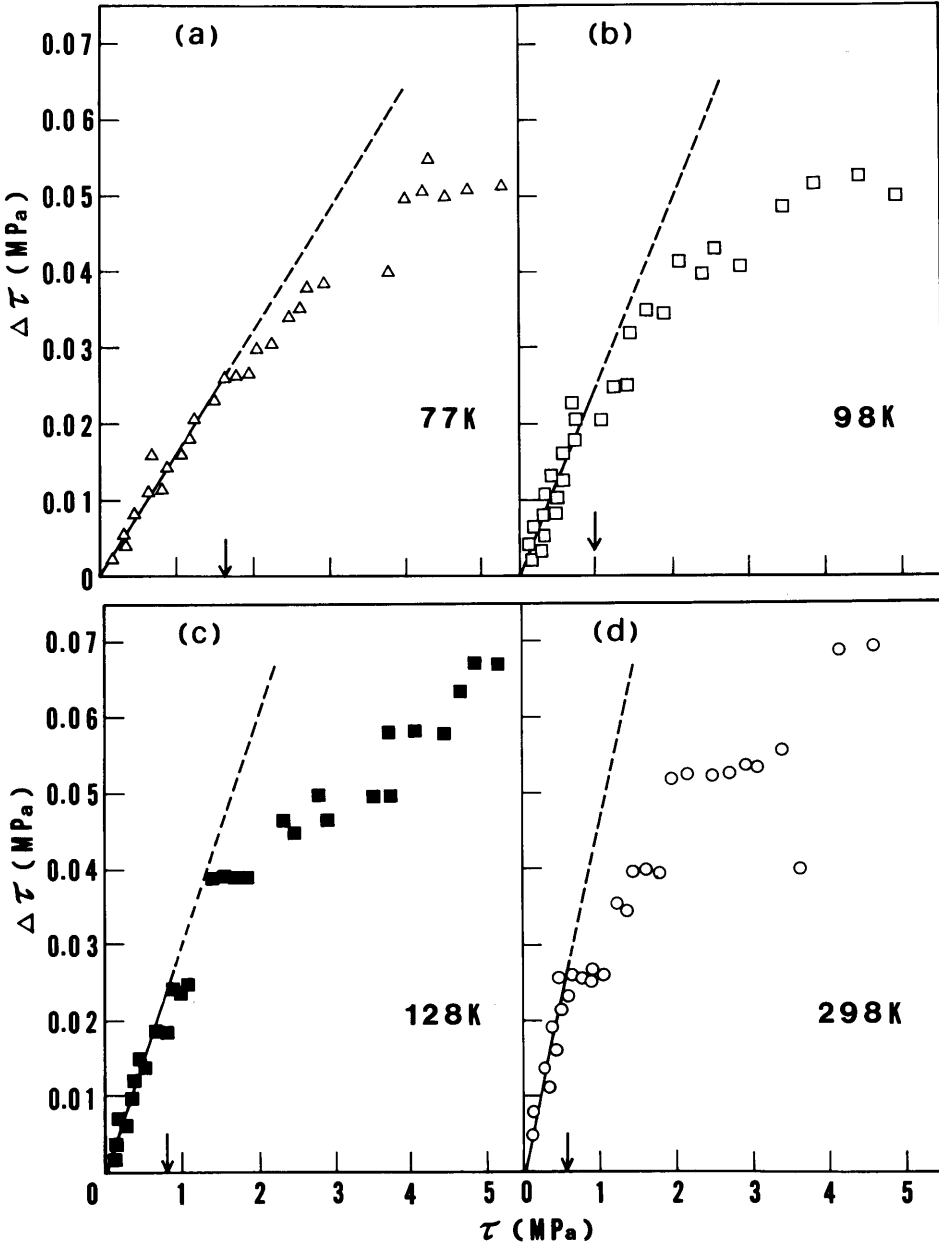


Fig. 2 Change in resolved shear stress $\Delta\tau$ produced by increasing the strain rate by a factor of 10 plotted against the shear stress τ corresponding to higher strain rate, (a) at 77 K, (b) 98 K, (c) 128 K, (d) 298 K. The arrows indicate the points where relations of $\Delta\tau$ versus τ depart from linearity.

に増加したときの分解せん断応力の増加量 $\Delta\tau$ を全せん断応力に対してプロットしたもので、(a)77 K, (b)98 K, (c)128 K, (d)298 Kでの測定結果である。変形のはじめにおいては $\Delta\tau$ は τ と共に線型に増加し、測定点を結ぶ直線はほぼ原点に外挿される。また、その増加の割合は温度に依存し、高温での測定ほど直線の勾配は大きい。 τ の増加と共に $\Delta\tau$ の値は直線関係からずれていく。直線からずれる点（図中の矢印）は高温ほど低応力側に移る。 τ と $\Delta\tau$ との直線関係が成り立たなくなるのは $\Delta\tau$ の増加割合の減少によるものであるが、特に298 Kにおける $\Delta\tau$ の値の変化はきわめて不連続であることが注目される。

これら as-grown 単結晶の測定値と比較するために、前歪を導入した試料についての測定が行われた。Fig. 3 は樹林転位導入試料についての測定値である。測定温度は298 Kである。2次錐面 $\{11\bar{2}2\}$ への分解せん断応力 3.7 MPa で $[11\bar{2}0]$ 方向に圧縮して、底面転位の運動に対する樹林転位として $\{11\bar{2}2\} \langle 11\bar{2}3 \rangle$ 系の転位を導入した試料を作成した。この試料のテスト前のエッチピット密度は、 $(11\bar{2}0)$ 面上で $1.2 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$ 、 (0001) 面上で $4.6 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$ であった。Fig. 2 に示した as-grown の試料とは異って変形応力の大きいところまで τ と $\Delta\tau$ の直線関係が良く保たれている。

3.2 せん断応力とせん断歪の関係

Fig. 4 は歪速度急変テストに用いた試料の (0001) 面へのせん断応力とせん断歪との関係を示す。これらの曲線から、圧縮変形初期の容易すべり領域は、77 Kで20%、98 Kで22%、128 Kで26%、298 Kで27%程度のせん断歪までと見積ることができるが、これらの領域の終端でのせん断応力の値は、共に Fig. 2 に矢印で示した $\tau \sim \Delta\tau$ で、直線関係の破れる応力にほぼ対応する。また、樹林転位導入試料の変形応力を、as-grown 試料の298 Kでのそれと比較するとき、せん断歪65%以上の領域でその大きさが逆転することは注目されている。

3.3 活性化体積

hcp 型金属単結晶のすべり変形による硬化の機構については、まだ定説となる理論は提案されていないが、底面すべり変形の場合はその結晶構造から見て、fcc 型結晶に類似ではないかとの考え方が支配的である。fcc 型金属単結晶の加工硬化については今までに多数の研究がなされ多くのモデルが提案されている。その代表的なものは Seeger¹²⁾, Basinski¹³⁾, Hirsch¹⁴⁾-Mott¹⁵⁾ によるものがあるが、これらのモデルのいずれもが変形にともなって変化する結晶内の転位構造が相似である限り、変形応力の熱成分 τ_s と無熱成分 τ_0 との比が一定という結

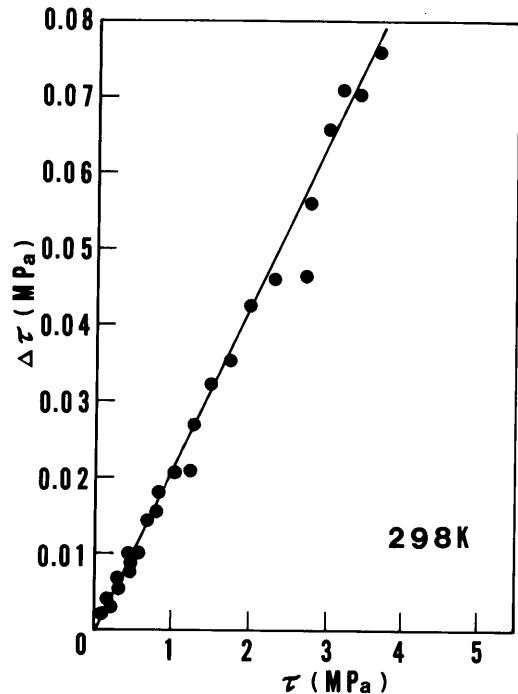


Fig. 3 Same as Figure 2, at 298 K. The forest dislocations which hinder basal dislocations from moving across the glide planes were induced in this specimen before testing.

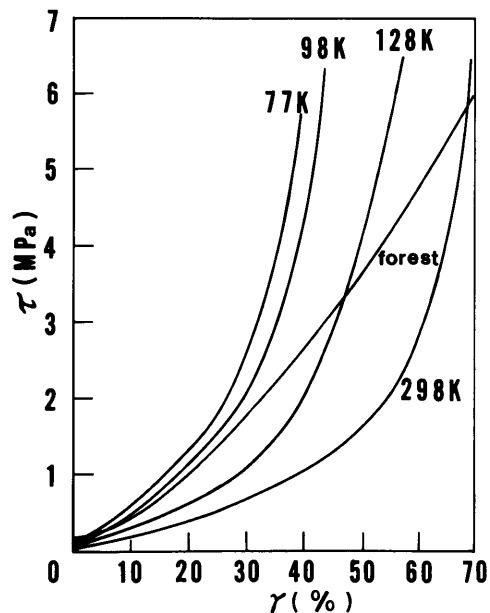


Fig. 4 Resolved shear stress-shear strain curves for single crystals of zinc tested over the temperature range 77 to 298 K.

論を示す¹⁶⁾。即ち歪速度急変テストから得られた $\tau \sim \Delta\tau$ 関係において、その直線関係の成り立つ領域についても上記の硬化モデルの一つを特定することはできない。

そこで、Zn 単結晶の硬化機構についての知見を得るために(3)式で定義される活性化体積による解析を試みる。Fig. 5 は活性化体積とせん断歪との関係を両対数グラフに表したもので、活性化体積の値は b^3 の単位で示される。ここで b は $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ (0001) 系転位のバーガスベクトルの大きさで、 $b = 2.67 \times 10^{-8}$ cm である。この図において 77 K, 98 K および 128 K での測定値はすべて勾配の異なる二つの直線上にのり、せん断歪の小さい側の直線の勾配はほぼ $-\frac{1}{2}$ である。歪の増加と共に測定点は勾配の急な直線に移り、活性化体積の値は急速に減少する。測定温度が 298 K の場合には様相は著しく異なっている。直線の傾きがほぼ $-\frac{1}{2}$ の範囲は変形のごく初期に見られるのみで、その後、活性化体積の変化がほとんどない狭い領域をはさんで、測定点は、勾配の急な直線にそって、配列する。77 K ~ 298 K のすべての測定において、 $\log V$ と $\log \gamma$ の関係が $-\frac{1}{2}$ の傾きの直線にのる領域は、 $\tau \sim \Delta\tau$ の関係において、C. S. 法則の成立する領域に合致する。一方樹林転位を導入した試料についての活性化体積とせん断歪の関係は、as-grown 試料の 128 K 以下で

の関係に類似する。しかし、この試料は Fig. 3 に示されたように測定的全領域で $\tau \sim \Delta\tau$ の直線関係が成り立つ試料である。これは、C. S. 法則にしたがって変形が進行するが、変形の途中でその硬化の機構に変化の起こることを示している。

さて、前述の Basinski のモデルはすべり転位と樹林転位との交切を硬化の主な原因と考えるが、もしも変形がすべり転位と樹林転位との交切のみによって律速されると仮定するならば、活性化体積 V は $V = xlb$ となる¹⁷⁾。ここで l はすべり面上の転位が樹林転位と交切する平均間隔、 x は転位の交切が完了するまでのすべり転位の移動距離、 b はすべり転位のバーガスベクトルの大きさである。転位の交切の場合 $x \approx b$ としてよいので、 $V \propto l$ の比例関係が得られることになる。ここで樹林転位の分布が均一であるとの仮定をするならば、樹林転位密度を ρ_l として $l = \rho_l^{-1/2}$ 。さらに、樹林転位密度の増加がせん断歪 γ に比例するとの仮定をするならば $V \propto \gamma^{-1/2}$ の関係が得られ、Fig. 5 の $\log \gamma$ の関係で勾配 $-\frac{1}{2}$ の直線領域はこのようなモデルから説明可能となり、硬化は樹林転位交切機構によって進行することになる。この領域は Fig. 2 で C. S. 法則の成立する領域である。しかし、樹林転位の均一分布、密度増加のせん断歪に比例

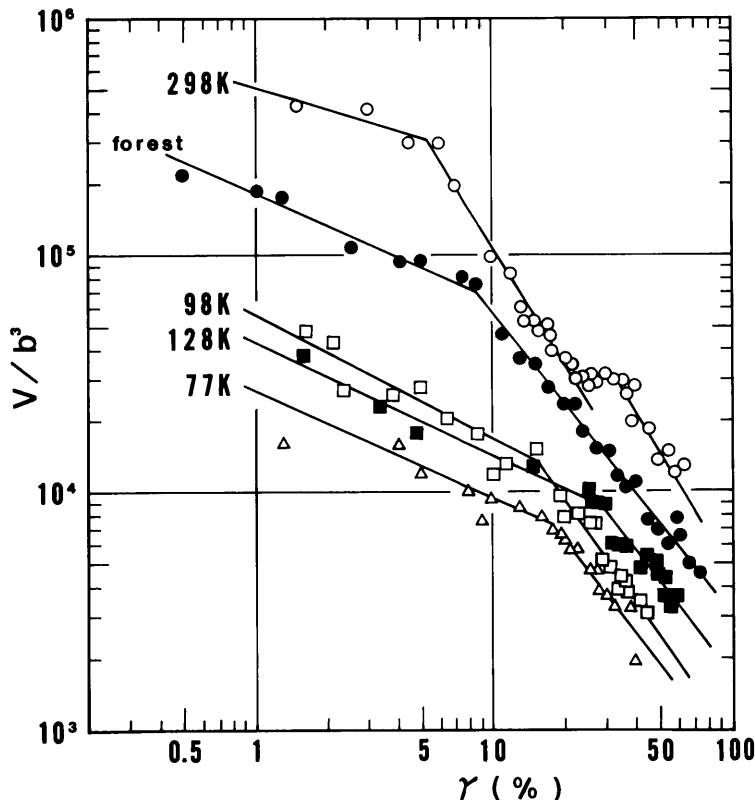


Fig. 5 Log-log plot of activation volume V versus shear strain γ .

する仮定は、今の場合 $\langle 11\bar{2}3 \rangle$ $\{11\bar{2}2\}$ 系転位の増殖についての実験事実の検討を必要とする。

3.4 $\langle 11\bar{2}3 \rangle$ $\{11\bar{2}2\}$ 系転位の増殖と硬化への寄与

歪速度依存性の測定から得られた $\tau \sim \Delta\tau$ の関係および $V \sim \gamma$ の関係を解析して、硬化機構を議論するには、 $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ $\langle 0001 \rangle$ 系の底面すべり転位に対し樹林転位として作用する $\langle 11\bar{2}3 \rangle$ $\{11\bar{2}2\}$ 系転位、即ち2次錐面転位の増殖特性を知る必要がある。

$\langle 0001 \rangle$ 、 $\{11\bar{2}0\}$ および $\{10\bar{1}0\}$ 面でかこまれる角形試料を作成し、室温で $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ 方向に圧縮して2次錐面 $\{11\bar{2}2\}$ への分解せん断応力が1.1~5.0MPaの範囲の幾つかの応力段階に対応するエッチピット密度が観察された。Fig. 6 にその結果が示される。観察は $\langle 0001 \rangle$ 面上と $\{11\bar{2}0\}$ 面上についてなされた。 $\langle 0001 \rangle$ 上の観察では、分解せん断応力 τ が1.1MPaではじめてピットのパンド状配列が見られた。パンド内のピット密度(図中の●印)と $\langle 0001 \rangle$ 上の平均ピット密度(図中の○印)との差が大きいことは、パンドの占める面積の割合が小さいことを示す。 $\tau=5.0$ MPaで全面ほぼ均一なエッチピット密度となった。 $\{11\bar{2}0\}$ 面上では $\tau=2.2$ MPa程度の値からパンドの発生が観察された。 $\tau=5.0$ MPaではパンド内

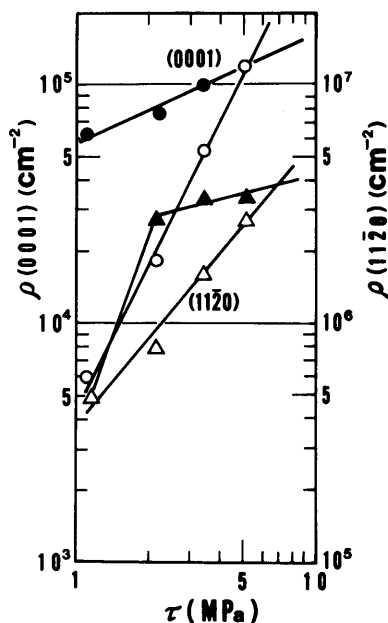


Fig. 6 Etch pits densities on $\langle 0001 \rangle$ and $\{11\bar{2}0\}$ versus compressive stress along the $[11\bar{2}0]$ axis.

- etch pits density in glide bands on $\langle 0001 \rangle$.
- mean density of etch pits on $\langle 0001 \rangle$.
- ▲ etch pits density in glide bands on $\{11\bar{2}0\}$.
- △ mean density of etch pits on $\{11\bar{2}0\}$.

のエッチピット密度(図中の▲印)と平均エッチピット密度(図中の△印)とは一致せず、ピットの分布は未だ均一ではなかった。このように2次錐面転位は明瞭な増殖帯を形成する特徴がある。

この $\langle 11\bar{2}3 \rangle$ $\{11\bar{2}2\}$ 系転位の増殖帯の成長の様相については、以前に筆者らによってパルス応力を加えて調べられた¹⁸⁾。即ち、分解せん断応力として1.1~1.8MPaのパルス応力を室温で0.02~0.07s間加えて増殖帯の長さの成長速さ、増殖帯の幅の成長速さ、パンド内のエッチピット密度の増加が測定され、増殖帯の長さ、幅、パンド内のエッチピット密度ともに飽和値があることが示された。そして一つの増殖帯は、この飽和状態に達すると活動を停止し、新しい増殖源が活動を始めることが示された。この転位の基本的な増殖特性の電顕による観察は、Price¹⁹⁾によってなされている。また、Blish²⁰⁾による転位速度の測定も報告されている。これらの報告によるとこの転位は $\{10\bar{1}1\}$ 面を交差すべり面として増殖すること、交差すべり面上に形成される転位ループとの相互作用による抵抗力に律速されることが見出されている。また、最近頼田ら²¹⁾は、温度168~423Kの範囲で薄板単結晶の引張変形の研究から $\langle 11\bar{2}3 \rangle$ $\{11\bar{2}2\}$ 系転位の挙動について報告している。頼田らによると、低温では転位の平均自由行路が長く活動転位源の数が少ないこと、高温になると運動転位が障害物になり一旦停止したとき、熱活性化により sessile な芯構造をもつきわめて安定な転位に変化するために平均自由行路は短くなり、活動転位源の数は増加する。

さて、本実験で得られた結果から Zn 単結晶の圧縮変形における硬化の機構を議論するために、硬化の段階を次の二つに大別する。(1) C. S. 法則の成立する領域、(2) C. S. 法則の成立しない領域。(1)の領域は77Kでの2次錐面に対する分解せん断応力1.1MPa、98Kで0.7MPa、128Kで0.6MPa、298Kで0.4MPaまであって、いずれの温度においてもこの間に増殖帯の発生は考えられない。また、今までの観察から増殖帯の発生前にエッチピット密度の変化が見られないこと、室温付近で最低0.8MPaの分解せん断応力ではじめて刃状転位の運動が観察されたというBlish²⁰⁾の報告を考えると、この領域では樹林転位は密度、分布ともに固定されていると考えざるを得ない。なお、as-grownの状態でのこの転位に対応するエッチピットの分布はほぼ一様である。したがってこの領域では、一様に分布するas-grownの樹林転位を底面すべり転位が切って運動し、応力の増加、歪の進行と共に底面転位と交差する樹林転位の密度が増加するという形で、 $l \propto \rho^{-1/2}$ として $V \propto \gamma^{-1/2}$ が成り立つものと解釈される。(2)の領域においては、樹林転位の活動が硬化の機構を決定するもっとも重要な要素であることは予

想されるが、Fig. 6 に示した室温での樹林転位増殖帯の発生の模様をみると、最初の発生は $\tau=1.1\text{MPa}$ の応力である。一方、領域(2)の開始はすべての温度でこの値以下である。この違いは、底面転位の蓄積により局所的に発生する内部応力のために樹林転位に加えられせん断応力が増大するものと考えられる。そして、高温ほど低応力で樹林転位が活動を開始すると考えて無理はない。(2)の領域での $\tau\sim\Delta\tau$ の関係の特徴は $\Delta\tau$ の不連続的な変化であって、この傾向は298Kでもっとも顕著である。これは、(底面すべり転位の蓄積による局所的な内部応力の増大) \rightarrow (樹林転位増殖帯の発生) \rightarrow (交切のため τ_s の増加) \rightarrow (増殖帯外での底面すべり転位の蓄積) \rightarrow (新しい樹林増殖帯の発生) \rightarrow という現象のくり返しによって変形が進行するものと考えて理解でき、Fig. 5 に示した $V\sim\gamma$ の関係にも領域(1)と(2)の硬化の機構に差のあることが明確に表れている。結局、変形の進行にともなって時間的、場所的に不均一に発生する樹林転位増殖帯のために、結晶内には複雑な転位組織が形成されていくことになる。樹林転位を前もって導入した試料については、測定された全領域で C. S. 法則が成り立っているのは、変形中に増殖帯の新しい発生がないことによるものと思われる。しかし $V\sim\gamma$ の関係が $\gamma=9\%$ 付近から変化していることは、試料の全面ですべり転位と樹林転位との交切が終わった後、硬化が他の機構に変化したことを示すものである。また298Kでの測定において、Fig. 5 に見られるように $\gamma=25\sim40\%$ 付近で活性化体積の変化のない領域が存在する。その理由は明らかではないが、この温度においては変形中の歪回復の可能性も考えてよい。

4. 結 語

底面すべり方位をもつ Zn 単結晶を圧縮変形したときの変形応力の歪速度依存性が、せん断歪 $0\sim60\%$ 、温度 $77\sim298\text{K}$ の範囲について実験的に調べられた。変形応力 τ と歪速度の急変による応力の増加 $\Delta\tau$ の関係、せん断歪 γ と活性化体積 V の関係から、結晶の硬化機構について次のことが明らかとなった。即ち、実験されたすべての温度について変形初期の容易すべり領域では τ と $\Delta\tau$ の比例関係が成立しすべり転位と樹林転位との交切が律速過程として考え得る。容易すべりの段階を終わって硬化の段階に入ると τ と $\Delta\tau$ の比例関係は成立せず、律速過程は複雑となる。変形の進行にともなって発生する樹林転位の時間的、場所的な不均一増殖が、結晶内に

複雑な転位組織を形成し、これが硬化の原因となると考えられる。

文 献

- 1) N. Mikuriya, H. Nishikawa, T. Takasaki, H. Yokoyama and M. Okochi : *Trans. JIM*, **18** (1977), 527.
- 2) A. H. Cottrell and R. J. Stokes : *Proc. Roy. Soc.*, **233** (1955), 17.
- 3) Z. S. Basinski : *Aust. J. Phys.*, **13** (1960), 284.
- 4) J. V. Sharp and J. W. Christian : *Phys. Stat. Sol.*, **11** (1965), 831.
- 5) H. Conrad, R. Armstrong, H. Wiedersich and G. Schoeck : *Phil. Mag.*, **6** (1961), 177.
- 6) K. G. Davis : *Canad. J. Phys.*, **41** (1963), 1454.
- 7) B. Wielke : *Acta Met.*, **21** (1973), 289.
- 8) P. P. Shinha and P. A. Beck : *J. Appl. Phys.*, **32** (1961), 1222.
- 9) N. Mikuriya and M. Okochi : *Japan J. Appl. Phys.*, **6** (1967), 1141.
- 10) H. Nishikawa, H. Ebisu, M. Yokoyama and N. Mikuriya : *Trans. JIM*, **20** (1979), 167.
- 11) P. Lukáč : *J. Scient. Ind. Res.*, **32** (1973), 569.
- 12) A. Seeger : *Dislocation and Mechanical properties of Crystals*, ed by J. C. Fisher et al., Wiley, (1957), 243.
- 13) Z. Basinski : *Phil. Mag.*, **4** (1959), 393.
- 14) P. B. Hirsch : *Conference of International Union of Crystallography*, (1960), Cambridge.
- 15) N. F. Mott : *Trans. Amer. Inst. min. (metall) Engrs.*, **218** (1960), 962.
- 16) P. R. Thornton, T. E. Mitchell and P. B. Hirsch : *Phil. Mag.*, **7** (1962), 337.
- 17) A. C. Nunes, Jr., A. Rosen and J. E. Dorn : *Trans. ASM*, **58** (1965), 38.
- 18) 三栗谷信雄, 川口 彰, 西川廣信 : 名工大学報, **28** (1976), 221.
- 19) P. B. Rice : *Electron Microscopy and Strength of Crystals*, Interscience Pub., New York, (1963), 41.
- 20) R. C. Blish and T. Vreeland, Jr. : *J. Appl. Phys.*, **40** (1969), 884.
- 21) 頓田英機, 藤原俊嗣, 川崎頼雄 : 日本金属学会誌, **47** (1983), 927.