結晶の塑性流動と転位過程

角 野 浩 二*

Dislocation Processes in Plastic Flow of Crystals

Koji SUMINO*

Abstract

A review is given of how the characteristics in plastic flow of a crystal observed on a macroscopic scale are understood in terms of dynamic processes of dislocations which take place on a microscopic scale inside it. Theoretical treatments are developed quantitatively for various dislocation processes which play important roles in determining the deformation characteristics in the case of a silicon crystal. The stress-strain curve is derived theoretically as a function of temperature, strain-rate and density of dislocations initially included in the crystal on the basis of dynamic characteristics of dislocations which have been clarified by experimental observations. It is demonstrated that a good agreement is obtained between theoretically derived stress-strain behavior and experimentally observed one.

1. はじめに

結晶の塑性変形や強度を原子尺度のミクロな観点から扱う学問体系として、転位論 (Dislocation Theory) がある。その誕生は1934年で、物理学の一分野としては比較的若いものである。現在、この転位論によって、結晶の塑性変形と関連する多彩な現象を理解することができている。しかし、個々の転位の動的性質が十分に知られている、半導体のような特別の物質の場合を除けば、その多くは現象の定性的あるいは半定量的な記述の段階にとどまっているのが現状である。その理由は、結晶の巨視的な塑性変形が、非常に多くの原子ないしは転位の移動が複雑に絡み合って進行するものであるため、それを理論的に定量的に扱うことが困難であることによっている。

ここでは、結晶の塑性変形の転位論の特徴について、ごく概略的な説明を行うことにしたい。詳細について興味を持たれる方は、拙著『結晶の塑性』(日本金属学会編金属物性基礎講座第8巻、丸善、1977)を参照

されたい。

2. 結晶の塑性変形の特徴

結晶に応力が加わると変形が起きる。その変形には、弾性変形と塑性変形の2つの成分があるが、塑性変形した後の結晶構造は、変形前のそれから本質的に変化していないのが普通である。結晶の特徴は、その中の原子あるいは分子の配列が並進対称性を有することである。結晶の塑性変形の最も一般的な様式は、その内部のある面を境として、その両側の部分が基本並進ベクトルの整数倍の距離、互いにずれることによって起きる、いわゆるすべり変形である。すべり変形によるずりの起きる面をすべり面、ずりの起きる方向をすべり方向という。

結晶の塑性変形のもう一つの様式として、双晶変形がある。これは結晶構造は変化しないが、結晶の単位胞の軸方向が変化する剪断変形である。すべり変形と比較して、双晶変形は対称性の低い結晶構造を持つ結晶や、低温度や高変形速度の下で起きやすい。結晶のすべり変形と双晶変形を模型的に Fig. 1 に示す。ここではすべり変形に議論を限定することにする。

すべり面とすべり方向の組で一つのすべり変形の様式が決定されるが、この組をすべり系という。一つの

1989年12月1日 受理

* 東北大学 金属材料研究所
Institute for Materials Research, Tohoku University
2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980

Fig. 1 Deformation mode of crystal. (a) undeformed state, (b) slip deformation, (c) twinning deformation.

結晶の中には複数の結晶学的に等価なすべり系がある。たとえば、面心立方結晶には $\{111\}/\langle 1\bar{1}0 \rangle$ の 12 個の等価なすべり系が存在する。結晶に応力が加わっているとき、ただ一つのすべり系だけが活動してすべり変形が進行する場合、そのすべり変形を単一すべり、二つのすべり系が活動している場合を二重すべり、それ以上の数のすべり系が活動している場合を多重すべりという。単一すべりが起きている場合には、結晶学的に等価なすべり系の中で、結晶に加わっている応力の、すべり面に沿うすべり方向の剪断応力成分（分解剪断応力）の一番大きなすべり系が活動している。

単結晶に一軸性の外部応力が加わった場合、その方向が特に対称性の高い方向でなければ単一すべりが生ずる。単一すべりで変形が進行する場合の結晶の外形

の変化は特定されたものとなる。多結晶に外部応力が加わった場合には、各結晶粒はそれぞれ独立に変形することは出来ない。各結晶粒は結晶粒界に沿って隙間ができないように、各自、隣接する結晶粒の変形と調和を保ちながら変形する。そのためには、一つの結晶粒の中で、少なくとも 5 個のすべり系が活動する必要があることが示されている。

3. 転位とその運動特性

結晶にすべり変形を起こさせるのに必要な応力を、固体の凝集力に関する知識を使って理論的に計算することができる。結晶中の原子あるいは分子の規則的配列を考慮して計算されるこの応力を理想強度と呼ぶ。種々の物質について従来計算されている理想強度の値

Fig. 2 A dislocation loop induced by local slip in a simple cubic crystal. The open circles represent atoms in the atomic plane just above the slip plane and solid circles, atoms in the plane just below the slip plane. b shows the Burgers vector.

は、その物質の剛性率の $1/30 \sim 1/6$ 程度である。

一方、ふつう結晶が塑性変形するさいに測定される降伏応力や流動応力の値は剛性率の $10^{-5} \sim 10^{-4}$ 程度であり、上述の理想強度の値より桁違いに小さい。この大きな食い違いを説明するために、結晶中には、Fig. 2 に模式的に示すように、既にすべり変形を起こした領域と、まだ起こしていない領域の境界が持つ原子配列の部分、すなわち、転位が存在し、この転位が運動することによって結晶のすべり変形が進行すること、そして、転位を運動させるのに必要な応力の値が理想強度に比してはるかに小さいとする考えが生れた。これが転位論の誕生の経緯である。

単一すべりにより結晶に変形が進行するさい、マクロな変形速度と、その中でミクロな尺度での転位の運動状態とは、次式で結びつけられる。

$$\dot{\epsilon} = N_m v b \quad (1)$$

ここで、 $\dot{\epsilon}$ は結晶の剪断塑性変形速度、 N_m は結晶中で運動している転位の密度（単位体積中の転位の長さで定義される：単位 cm/cm^3 ）、 v は転位の運動速度、 b はバーガース・ベクトルの大きさとよばれる物質定数である。

(1)式から知られるように、結晶の塑性変形速度は、その中で運動する転位の密度と運動速度の積に比例する。塑性変形中に運動する転位の密度は $10^7 \sim 10^8 \text{cm}^{-2}$ 程度と大体決まっているので、物質の種類による塑性変形の特徴は、結晶中の転位の運動特性によって殆ど支配される。

物質には金や銅のように延性に富むもの、ダイヤモンドやシリコンのように固くて脆いもの、また、その中間のものがある。延性を示す物質の中では、転位は低応力の下でも非常に高速で運動する。一方、脆い物質では、へき開破壊するような応力を加えても転位は運動しない。前者の物質では結晶がもっている転位運動に対する固有の抵抗（パイエルス障壁）が極めて小さく、後者の物質ではそれが極めて高いと考えられる。パイエルス障壁は、結晶中で原子や分子同士を結びつけている結合の種類（大きさではない）に敏感に依存し、結合に金属性やイオン性が強い場合には低く、共有性が強い場合には高くなる。

パイエルス障壁の高い物質であっても、温度上昇につれて転位の運動は次第に容易に起きるようになる。その結果、低温で脆性を示す物質でも高温では延性を示すようになる。この現象は脆性-延性遷移と呼ばれている。パイエルス障壁の高い物質で転位が高温で容

易に運動するようになるのは、結晶格子の熱振動のエネルギーが転位の運動を助けるからである。

4. 結晶の塑性変形のさいに起きる基本的な転位過程

前節で述べたように、結晶の塑性変形は転位の運動を媒介として進行する。したがって、結晶の機械的性質は、塑性変形中に起きる転位の様々な動的過程によって支配される。基本的な転位過程としては、転位の発生、運動、増殖、相互作用、消滅、などがある。

結晶中の転位の分布状態や密度は、透過電子顕微鏡などの手段によって調べることができるが、大きく変形した結晶では、転位密度が 10^9cm^{-2} 程度にもなりうる事が知られている。一方、変形する前の結晶中の転位密度は、よく焼鈍した金属では 10^4cm^{-2} 程度、シリコンなどの高品質の半導体ではゼロである。したがって、塑性変形中に転位が作り出されて、その密度が増大することが知られる。

転位が運動中に自己増殖する機構はよく知られており、直接観察によっても確かめられている。1本の転位の一部分が何らかの理由によって運動できないか、あるいは、その運動速度が他の部分に比して著しく遅くなった場合には、転位は湾曲し、全体の長さが増大する。すなわち、転位は線状であり、途中で途切れることができないという、その基本的性質によって自己増殖作用を行なう。その典型的な機構を Fig. 3 に模式的に示す。転位の一部分が運動しなくなる原因として、一つのすべり面上にある転位の一部分が、交差すべりと

Fig. 3 Two typical mechanisms of dislocation multiplication.

よばれる運動によって他のすべり面上へ移ることや、転位同士が相互作用によって不動化することなどがあ

る。
では、どのようにして、最初に結晶中に転位が導入されるのであろうか？ 以前は、結晶成長が転位を媒介としてのみ起きるとか、結晶育成中に熱力学的に過剰になった原子空孔や侵入型原子が凝集して、転位に変換されるとする考えが支配的であったが、最近では、シリコンなどで無転位結晶の育成が可能になったことから、転位は応力によって発生するとする考えが有力になっている。しかし、結晶の原子配列が完全な領域で転位を発生させるには、理想強度にほぼ等しい応力を加える必要があることが理論的に示される。それにもかかわらず、現実には、それより数桁も低い応力の下で転位が発生するのが観察される。現在、通常の結晶の表面上あるいはその内部には、転位の発生にとって都合の良い特異な原子配列を持った微小な領域が存在し、比較的低い応力の下で、そこから転位が発生すると考える立場が有力である。転位は一旦そのような特異領域から発生すると、より低い応力の下でも運動し、自己増殖作用を行なって、その密度を増大させる。

転位はその周りに応力場を伴うので、それを介して他の転位に相互作用力を及ぼして、互いの運動を阻害する。また、二重すべりなどによって、平行でないすべり面上を転位が運動する場合にも、それらが交差するときにエネルギー的に安定な転位に変換されて、運動しにくくなる。このようにして、転位密度が増大すると、互いに束縛する効果が現われ、転位は運動しにくくなる。

高温では、転位が本来運動していたすべり面を離れ、他のすべり面上にある反対符号の転位と会合して、対消滅する過程が起きる。転位がすべり面を離脱する過程には、刃状成分を持った転位の場合には、原子の拡散を媒介とする上昇運動と呼ばれる過程と、らせん転位の場合には、交差すべりと呼ばれる過程があるが、いずれも熱活性化過程として起きるので、温度が高くなればなるほど容易に起きるようになる。塑性変形中に転位は増殖によってその密度を増大すると同時に、消滅によって密度を減少する。転位密度の減少は転位相互間の束縛を弱めるので、転位の運動を容易にする。この現象は回復と呼ばれる。

5. 結晶の塑性変形の転位力学

研究室で行なう変形実験では、普通、結晶に一定の

速度の変形を与え、そのさいの応力と歪の関係を測定する。自然界で物体に力が加わり、その結果、変形が起きるときの状況は種々雑多であるが、ここでは、定常的な塑性流動として、一定の速度で結晶が変形する場合を考えよう。そして、地殻や鉱物を念頭に置いて、高温でのみ塑性変形が起きるような、転位の運動に対する結晶の地のもつ抵抗（パイエルズ障壁）が大きい共有結合結晶の場合について、現在明らかになっていることを述べる。

一定の速度で結晶が変形しているということは、(1)式によれば、運動している転位の密度 N_m と速度 v の積が時間に対して一定であることを意味する。結晶内部の物理的状態が定常的であるのならば、それら2つの量 N_m と v とがそれぞれ時間に対して一定であると考えるのが自然である。

では、変形速度を与えると N_m と v の値の組合せはどのように決まるのであろうか？ 転位の運動速度は応力の増加と共に増加する。 $\dot{\epsilon}$ の値が一定で、 N_m の値が大きければ、 v の値は小さく、結晶格子の地が持つ抵抗に打ち勝って転位を運動させるのに必要な応力（有効応力）の値は低くなる。しかし、一方、 N_m の値が大きくなれば転位間の束縛が大きくなり、各転位にそれによる抵抗を乗り越えさせるのに必要な応力は大きくなる。したがって、Fig. 4 に示すように、これら2つの応力の和はある転位密度の値に対して極小値をとることになる。結晶が塑性変形の定常状態にあると

Fig. 4 Variation in τ_{eff} , τ_i , and $\tau_{\text{eff}} + \tau_i$ against N_m at the deformation under a constant strain-rate.

きに運動している転位の密度 N_m はこの応力の和を極小にするようなものであることが、多くの種類の結晶について確かめられている¹⁻⁷⁾。この辺の事情を、典型的な共有結合結晶であるシリコンを例にとりて、やや詳しく説明しよう。

シリコン中の個々の転位の運動速度 v は、応力 τ と温度 T の関数として、次式で記述できることが知られている⁸⁾。

$$v = v_0 \tau \exp(-Q/kT) \quad (2)$$

ただし、 $v_0 = 1.0 \times 10^4 \text{ m}^3/\text{MN} \cdot \text{s}$ 、 $Q = 2.2 \text{ eV}$ である。式から知られるように、ある与えられた応力の下での転位の運動速度は温度の上昇とともに大きくなり、温度が一定であれば運動速度は結晶に加わっている応力に比例して増大する。(2)式の τ に先に述べた有効応力 τ_{eff} を代入すると、変形している結晶中での個々の転位の運動速度が得られる。(1)式より、 τ_{eff} は

$$\tau_{\text{eff}} = (\dot{\epsilon}/v_0 b N_m) \exp(Q/kT) \quad (3)$$

となる。

運動している転位が、それら同士の間相互作用による抵抗を乗り越えるのに必要な応力 τ_i は、 N_m の関数として

$$\tau_i = GbN_m^{1/2}/\beta \quad (4)$$

で与えられることが知られている。ここで、 G は剛性率であり、 β は 3~4 の大きさの定数である。 $\tau_{\text{eff}} + \tau_i$ を極小にする N_m の値は、 $\partial(\tau_{\text{eff}} + \tau_i)/\partial N_m = 0$ の条件から求められ、

$$N_m^* = (2\beta/Gb^2v_0)^{2/3} \dot{\epsilon}^{1/3} \exp(2Q/3kT) \quad (5)$$

となり、そのときの転位の速度 v^* は、(3)式と(5)式を(2)式に代入して、

$$v^* = (Gb^2v_0/2\beta)^{2/3} \dot{\epsilon}^{1/3} b^{-1} \exp(-2Q/3kT) \quad (6)$$

のようになる。(5)式と(6)式が、結晶が変形の定常状態にあるときに運動している転位の密度と速度である。

これらの関係式から知られるように、一定の速度の変形では、温度の上昇につれて運動する転位の速度 v が増大するので、その密度 N_m は減少する。また、一定の温度での変形では、変形速度の増加は(1)式の N_m と v の両方の増大によって受け持たれる。これらの関係を示したのが Fig. 5 である⁹⁾。実線は計算結果を、各印は実験結果を示す。

変形している結晶中には、増殖作用によって増えると同時に、他の転位との相互作用や反応によって不動化する転位も存在する。結晶を変形させるためには、運動している転位にそのような不動化した転位の及ぼす抵抗を乗り越えさせるに要する応力 τ_h をも加える

Fig. 5 Variations in N_m and v against temperature T in the steady state of deformation of silicon crystals, the shear-strain rate $\dot{\epsilon}$ being taken as a parameter.

必要がある。3つの応力 τ_{eff} 、 τ_i 、 τ_h の和が結晶の流動応力 (flow stress) τ_a である。すなわち、

$$\tau_a = \tau_{\text{eff}} + \tau_i + \tau_h \quad (7)$$

あまり高くない温度での変形では、不動化する転位の密度が時間経過とともに増加するので、 τ_h は時間とともに増大し、その結果、流動応力は至とともに増大する。この現象は加工硬化と呼ばれる。一方、先に述べたように、高温では、熱活性化過程を媒介として、不動化した転位が消滅するようになる。転位の不動化による τ_h の増加率と、その消滅による減少率とが釣り合ったところで、不動化した転位の密度は時間に対して一定となり、一定の外部応力の下で一定速度の変形が進行するようになる。

6. 結晶の降伏強度

結晶に外部応力をゼロから徐々に増大させながら加えていくと、応力がある値に達したとき、急に巨視的な尺度での塑性変形が進行するようになる。そのような応力の値を降伏応力とよび、その結晶 (あるいは物質) の機械的強度を表わす量としている。ここで問題

Fig. 6 Experimental stress-strain curves of silicon crystals showing dependence on (a) temperature, (b) strain-rate, and (c) initial density of dislocations. $\dot{\epsilon}$, T , and N_0 represent the shear-strain rate, temperature, and initial density of dislocations, respectively.

にしているような一定速度での変形では、変形量の増加とともに、外部応力は最初急速に増大し、ある値に達するとその増加率が急に小さくなる。そのときの外部応力の値が今回の降伏応力である。外部応力が降伏応力に達する前の変形段階では、弾性変形が全変形量のかなりの部分を占めている。

前節で述べたように、結晶に一定速度の変形を与えると、変形の定常状態が実現される。しかし、変形を与える前の結晶中には、そのような状態を直ちに実現できる密度、あるいは状態の転位が存在しないのが普通である。したがって、外部から一定の速度の変形を与えると、結晶は未変形の状態から出発して変形の定常状態に到達するが、その間に遷移段階がある。結晶の降伏応力はこの遷移段階で進行する転位過程によって決定される。再びシリコンを例にとって、結晶が降伏するさいの応力と歪の間の関係と、それに対して影響を及ぼす諸因子について、転位論的な立場から解析を行うことにしよう。

Fig. 6 (a), (b), (c) は、シリコン結晶に [123] 方向の引張り変形を与えたときに測定された応力と歪の間の関係を表わす曲線（応力-歪曲線）である³⁾。(a) は剪断変形速度 $1.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ の変形における応力-歪曲線の温度に対する依存性を示し、(b) は温度 900°C における変形のさいの剪断変形速度に対する依存性を示す。何れの結晶も、変形前には $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-2}$ の密度の転位を含有している。(c) は種々の密度の転位を変形前に含有する結晶に、 800°C において 1.2×10^{-4}

s^{-1} の剪断変形速度の変形を与えたときの応力-歪曲線を示す。図に見られるように、一般に、シリコン結晶の応力-歪曲線は、変形の初期に鋭いピークを示す。ピーク点の応力を上降伏応力、また、ピークの後で曲線が極小を示す点の応力を下降伏応力と名付けている。(a) と (b) から上降伏応力と下降伏応力は共に温度と変形速度に敏感に依存し、温度の上昇および変形速度の低下につれて急速に減少すること、また、上降伏応力値と下降伏応力値の差（ピークの高さ）も同様な温度と変形速度に対する依存性を示すことが知られる。更に、(c) からは、そのようなピークが結晶に最初に含まれる転位の密度（初転位密度）が低いほど高いことが知られる。初転位密度が 10^6 cm^{-2} より高いと、応力-歪曲線はピークを示さない。

さて、上に見たシリコン結晶の降伏のさいの応力-歪曲線の特徴を、転位の動力学を使って記述してみよう⁴⁾。4 節で述べたようにして転位が運動中に自己増殖する場合、その密度の増加速度は、転位線上の増殖中心となる部分の密度と転位の運動速度に比例する。増殖中心の密度は運動する転位の密度に比例し、増殖中心となる幾何学的配置をもつ転位の部分の中で実際に働くものの割合は、その場所に作用する有効応力の値に比例して増大すると考えることができる。議論を単純化するために、変形の初期では結晶中のすべての転位が運動すると仮定すると、転位密度の増加速度を

$$\dot{N}_m = K \tau_{\text{eff}} N_m v \quad (8)$$

のように書くことができる。 K は比例定数である。

Fig. 7 Theoretically calculated stress-strain curves of silicon corresponding to those in Fig. 6.

実験室で結晶を一定の速度で変形するさい、実際には弾性歪 ε' と塑性歪 ε を加えた全歪 ε^* の時間微分を一定に保っている。すなわち、

$$\dot{\varepsilon}^* = \dot{\varepsilon}' + \dot{\varepsilon} = \text{一定} \quad (9)$$

である。応力-歪曲線の傾斜がゆるやかな変形領域では $\dot{\varepsilon}'$ はゼロに近く、近似的に $\dot{\varepsilon}^* = \dot{\varepsilon}$ としてよい。今の場合、(7)式で $\tau_h = 0$ であるから、(2)、(4)、(7)式を使って、(8)式を次のように書き換えることができる。

$$dN_m/d\varepsilon^* = (Kv_0N_m/\dot{\varepsilon}^*) (\tau_a - GbN_m^{1/2}/\beta)^2 \exp(-Q/kT) \quad (10)$$

一方、 τ_a と ε' とは系の弾性定数 ξ を通して比例関係にあるので、(1)、(2)、(4)、(7)、(9)の各式を使って、次式が得られる。

$$\begin{aligned} d\tau_a/d\varepsilon^* &= \xi (\dot{\varepsilon}^* - \dot{\varepsilon})/\dot{\varepsilon}^* = \xi (\dot{\varepsilon}^* - N_mv_b)/\dot{\varepsilon}^* \\ &= \xi \{1 - [N_mv_0b (\tau_a - GbN_m^{1/2}/\beta) \exp(-Q/kT)]/\dot{\varepsilon}^*\} \end{aligned} \quad (11)$$

(10)式と(11)式の連立微分方程式を解いて、 τ_a と ε^* の関係、すなわち、応力-歪曲線を理論的に導き出すことができる。そのさい、初期条件として、 $\varepsilon^* = 0$ に対して、 N_m の値を最初結晶に含まれている転位の密度 N_0 にとり、 K の値はある特定の N_0 、 $\dot{\varepsilon}^*$ 、 T の値の組み合わせに対して測定される上降伏応力の値が理論値と一致するようにえらぶ。このようにして導出された各変形条件に対する応力-歪曲線を Fig. 7 (a), (b), (c) に示す⁴⁾。理論的に導かれた降伏領域におけるシリコン結晶の応力-歪曲線は、その形状、温度、変形速度に対する依存性において、Fig. 6 の測定結果を定量的によく再現していることが知られるであろう。

応力-歪曲線が変形の初期において鋭いピークを示

すのは、次のような事情によっている。歪が小さい間は転位があまり増殖しないため、塑性変形速度が小さく、したがって、外から与えた変形速度は殆ど弾性変形速度によって受け持たれ、そのため、応力が歪に対して急速に立ち上がる。歪がある値に達すると転位密度が十分に増え、結晶自身の塑性変形速度と外部から与えている変形速度とが等しくなって、弾性歪速度、したがって応力の増加速度がゼロになる（上降伏点）。更に変形が進んで運動している転位の密度が増え、結晶の塑性変形速度が外部からの変形速度よりも大きくなるので、弾性歪速度がマイナスになる。その結果、外部応力が減少するので、ピークが現われる。当然、その現われ方は、外部から与えている変形速度に対して相対的に転位の移動度が減少すると、顕著になる。温度の下降や変形速度の増大とともにピークが大きくなるのはこの理由による。Fig. 6 と Fig. 7 の各曲線を比較して知られるように、理論的に得られる降伏応力の値が測定値よりやや低いこと、また、それ以後の変形領域で流動応力の測定値が歪量とともに理論値から大きく外れていくのは、結晶中のすべての転位が運動しているとして、不動化した転位の流動応力への寄与 τ_h を無視するという仮定が、歪量の増加とともにだんだん成立しなくなることを反映している。応力-歪曲線の初転位密度に対する依存性に関しては、理論の結果は測定結果を定性的には説明するが、より弱い依存性を与える。このことは、転位の増殖過程の数式的取扱いにもう少し改良すべき点のあることを示唆している。

下降伏点を過ぎた後の広い歪領域では、転位の集団

運動に関し、5節で述べた変形の定常状態が実現することが確かめられている³⁾。

7. む す び

結晶の塑性変形が転位過程によってどのように理解されるかについて述べてきた。典型的な共有結合結晶であるシリコンについては、実際に測定される変形特性が、加工硬化の問題を除けば、転位の動力学的扱いによって理論的によく記述できることが示された。同様なことは、ゲルマニウムや III-V 族化合物半導体についても成立することが確かめられている。これらの物質では、転位運動に対する結晶の地がもつ抵抗（パイエルス障壁）が大きく、変形特性が物質にイントリシックな転位の動特性によって大きく支配される。一方、パイエルス障壁の小さい金属のような物質では、転位同士の間相互作用が結晶の変形特性を支配する。高密度の転位同士の相互作用を定量的に扱うことは大変難しく、したがって、この種の物質の強度特性の理論的理解はあまり進んでいない。

低温で脆い鉱物や岩石の中の転位の運動特性は共有結合結晶のそれに似ているように筆者には感じられる。鉱物や岩石を扱っておられる研究者に本小文が少しでもお役に立てば幸いである。

文 献

- 1) Sumino, K., Kodaka, S. and Kojima, K.: Mater. Sci. Eng. **13**, 263 (1974).
- 2) Sumino, K.: Mater. Sci. Eng. **13**, 269 (1974).
- 3) Yonenaga, I. and Sumino, K.: Phys. Stat. Sol. (a) **50**, 685 (1978).
- 4) Suezawa, M., Sumino, K. and Yonenaga, I.: Phys. Stat. Sol. (a) **51**, 217 (1979).
- 5) Yonenaga, I., Onose, U. and Sumino, K.: J. Mater. Res. **2**, 252 (1987).
- 6) Yonenaga, I. and Sumino, K.: J. Mater. Res. **4**, 355 (1989).
- 7) Yonenaga, I., Sumino, K., Izawa, G., Watanabe, H. and Matsui, J.: J. Mater. Res. **4**, 361 (1989).
- 8) Imai, M. and Sumino, K.: Philos. Mag. **A47**, 599 (1983).