

転位の運動と摩擦

東京理科大学基礎工学部 竹内 伸

§ 1. はじめに

結晶の塑性変形を特徴づける応力-歪み曲線は、Fig.1 の三つの型に分けられる。(a)は軟鋼に見られる型、(b)は共有結合結晶に見られる型、(c)は Cu や Al などの軟らかい金属に見られる型である。曲線②は①よりも歪み速度が1桁速い場合である。機械摩擦との対応でいえば、変形の始まる A の応力が静摩擦力で、B の領域が動摩擦である。動摩擦は歪みと共に上昇する。これを、塑性変形のキャリアである転位の運動に対応させると、A の応力は、多くの場合、転位の静摩擦に対応するのではなく転位の増殖応力に対応し、B の領域は多くの場合転位の動摩擦に対応するといえる。しかし、動摩擦という言葉は、何らかのエネルギー散逸に伴って生じる抵抗、すなわち $\text{work} \cdot \text{done} = \text{散逸エネルギー}$ で決まる力と定義すると、B の領域の応力を支配するのは転位に働く摩擦ではなく、転位の熱活性化運動である。上の定義に基づく転位に働く摩擦は殆ど結晶の変形応力に関わることがない。転位の静摩擦、熱活性化運動、動摩擦について述べる。

§ 2. 転位の静摩擦

静止している転位がすべり始めるのに必要な応力と、運動を継続させるのに必要な応力が異なるのは、転位が固着されている場合である。転位の固着は転位の歪み場と固溶原子の相互作用による転位芯への偏析（刃状転位の膨張・収縮場との相互作用は Cottrell 効果として古くから知られているが、その他にもさまざまな相互作用がある）、積層欠陥をはさんで部分転位に拡張している拡張転位では積層欠陥面への固溶原子の偏析（鈴木秀次により提唱されたので Suzuki 効果の名前で呼ばれている）に基づく。Fig.1(a)の型の A 点は、C 原子で固着された Fe 中の転位が固着から開放される応力に関係すると考えられている。fcc 金属合金は Fig.1(c)の型

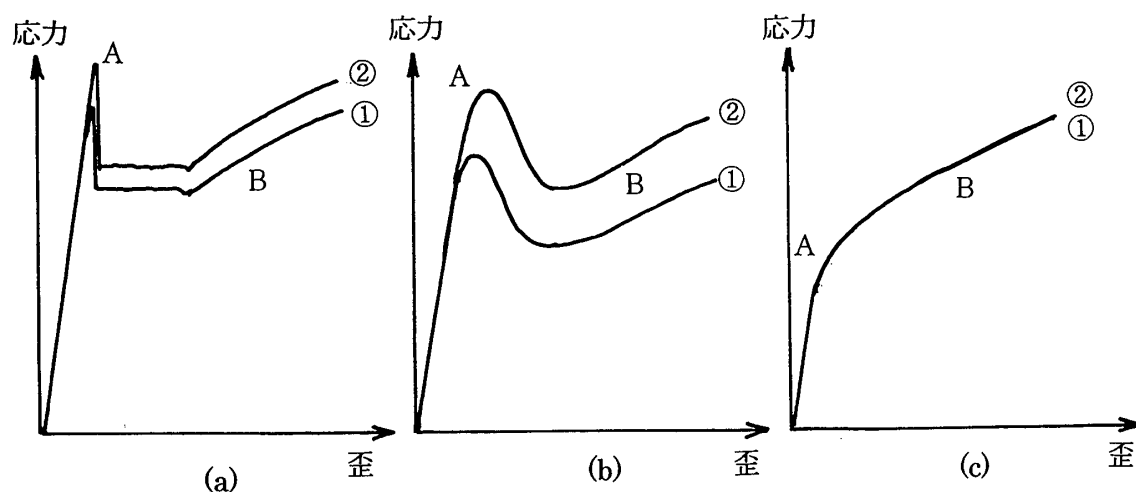


Fig.1 3つの型の降伏

の変形を示すが、fcc 金属中の転位は拡張しているために、交差すべりにより新しい増殖源が生成されることがないので、常に固着された転位源から離脱する応力で変形応力が支配されるという鈴木秀次が一貫して提唱する固着理論がある。新しい増殖源が全く生じないという点については疑問視する考えがあり、必ずしも定説となっていない。しかし、Fig.1(c)の型の変形は、転位の増殖応力が変形を支配していることは間違いない。Fig.1(a)、(b)の変形応力は可動転位の数と転位の易動度によって支配されている。

§ 3. 転位の易動度

応力の関数としての転位のすべり速度を転位の易動度という。1960年代から1970年代にかけて多くの研究が行われてきた。方法は①単結晶にスクラッチにより fresh な転位を導入する。②適当な温度、応力（多くは曲げ応力）を負荷してスクラッチから転位を inject する。③転位位置をエッチピット法などで検出する。④一定の温度で応力パルス（ms から h のオーダーまでさまざまな時間）を付加する。⑤再びエッチピット法などで転位位置を検出し、転位の移動距離から転位速度を導出する。このような方法で測定された転位易動度の例を Fig.2 に示す。結晶や測定条件によって転位測定は 10 数桁にも亘って変化することがわかる。図の左上の Cu や Zn の結晶を除いて、易動度は極めて non-linear であることが分かる。前者のみが摩擦運動で他はすべて熱活性化運動である。

転位の摩擦運動の測定は、超音波吸収法によっても 1960 年代から 1970 年代にかけて行われた。転位の運動は固有の線質量 A 、線張力 C をもった弦の運動で近似的に表される。すなわち x - z 面内で z 方向に伸びた転位の運動方程式は次式で表される。

$$A \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + B \frac{\partial x}{\partial t} - C \frac{\partial^2 x}{\partial z^2} = \tau b$$

ここで B は摩擦係数、 τb は応力によって転位に働く力である。 L の間隔でピン止めされた転位弦の固有振動数は $\omega_0 = \pi \sqrt{C/A}/L$ で与えられ、摩擦が小さく $B/(2A) < \omega_0$ のときその転位弦の振動は underdamping、摩擦が大きく

$B/(2A) > \omega_0$ のとき overdamping になる。overdamping の条件で強制振動を行うと、摩擦力で

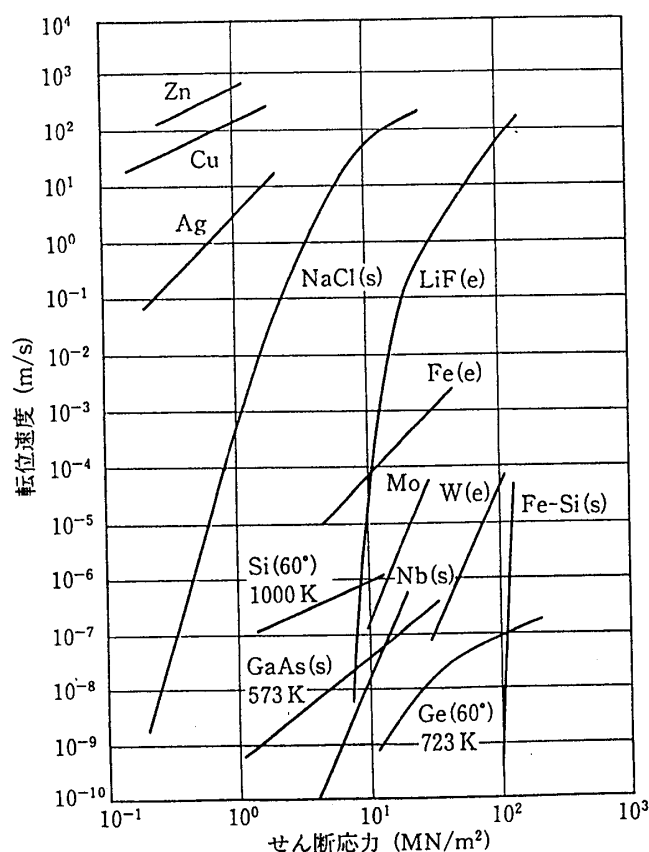


Fig.2 さまざまな結晶中の転位の易動度

研究会報告

決まる共鳴が生じ、高周波領域の吸収係数は周波数の逆数に比例する。これらの関係を用いて、実験的に摩擦係数が見積もられている。

§ 4. 熱活性化運動

最も基本的な転位の熱活性化運動は、格子の周期で転位の自己エネルギーが変動するパイエルスポテンシャル（最初に単純なモデルで計算を行った Peierls の名に因んで付けられた）を越える過程である。パイエルス・ポテンシャルの谷に落ち込んでいる転位の一部分がポテンシャルを越えてキンク対を形成し、2つのキンクが転位線にそって移動する過程の繰り返しによって転位が移動する (Fig.3(a))。パイエルス・ポテンシャルが無視できる程小さい場合には、固溶原子や点欠陥と転位との相互作用ポテンシャルを熱活性化で乗り越える過程が転位の運動の律速過程になる。(Fig.3(b))。Fig.2 中の非線形の転位の易動度はすべて上記のいずれかの機構で支配されている。

§ 5. 転位の摩擦

応力 τ の下で長さ l の転位が d だけ移動すると、 $\tau b l d$ (b はバーガースベクトルの大きさ) の仕事が行なわれる。この仕事は転位とフォノンおよび電子との相互作用により散逸する。

(a) フォノン摩擦

フォノンとの相互作用には2つの機構がある。一つは転位芯近くの格子の非調和性に基づくフォノン散乱¹⁾、もう一つは転位がフォノンの入射によって振動し、その振動によってフォノンを再輻射するフラクティング機構²⁾である。いずれも高温では温度 T に比例する摩擦係数を与え、Cu に対していずれも室温で 2×10^{-4} cgs 程度である。低温では、前者の機構では T^2 、後者の機構では T^3 の温度依存性を与える。

(b) 電子摩擦

転位のまわりの歪み場の移動は波束の運動で記述され、電子-フォノンの相互作用を通じてエネルギー散逸が生じる。電子摩擦係数は伝導電子濃度に比例し、金属では温度に依存しない一定値である³⁾。

(c) Radiation loss による摩擦

パイエルス・ポテンシャルや点障害中を運動する転位は、加速・減速を繰り返しながら運動

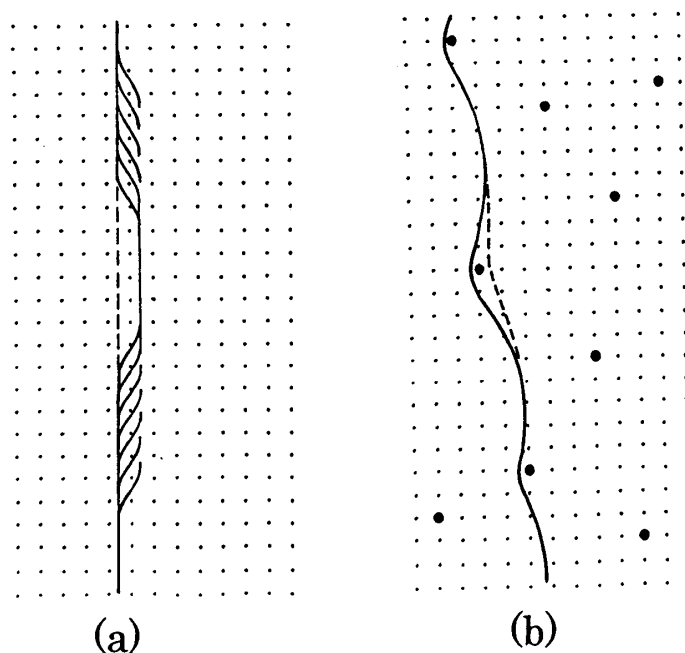


Fig.3 転位の熱活性化運動：(a)パイエルス機構による転位の運動、(b)点障害支配の転位の運動

する。転位は加速・減速に伴ってフォノンを放出するので、運動エネルギーの散逸が生じる。この機構による摩擦係数の一般的な表式は得られていない。

実験的に転位の摩擦係数を求める研究は、1960年代、1970年代に、イオン結晶およびfcc金属結晶について、前節で述べた超音波吸収法を用いて行われた。その結果、得られた摩擦係数の値はcgs単位で 10^{-4} のオーダーの値で、理論的に予測される値に近い。摩擦係数の評価に転位密度など見積り難いパラメータの決定が必要であるが、

Hikata-Johnson-Elbaum はバイアス応力を

変化させる方法を用いて未知のパラメータを消去する手法でAl中の転位に関して信頼性の高い結果を得ている⁴⁾。Fig.4にその結果を示すが、図に見られる温度依存性は温度に依存しない電子摩擦成分と温度と共に上昇するフォノン摩擦成分の和として解釈される。いずれにしても転位の摩擦は小さく、100m/s以上の高速の時に始めて結晶の降伏応力に近い抵抗力になる。このことは、結晶の降伏応力は、通常、摩擦の影響を受けることはないことを意味している。

§ 6. 摩擦が関与する塑性現象

前節で述べたように、転位に働く摩擦力は小さいので、摩擦力によって結晶の強度が支配されることはない。しかし、摩擦力が関与すると思われる興味ある塑性現象がいくつかある。

(1) ジッパー効果と慣性効果

Fig.1(b)のように、転位の運動が固溶原子との相互作用で決まっている時には、ある1つの固着点で固着からはずれると、その両側の固着点に働く力が大きくなるので、次々と固着点からはずれていく現象が生じる。これをジッパーとのアナロジーからジッパー効果という。さらに固着をはずれた時の転位弦の振動がunderdampingであると、転位は慣性によって平衡位置よりも先に振り出し、余分の力が隣接の固着点に作用する。それによってさらに顕著なジッパー効果が生じる。

Fig.5はCsIとCsBrの固溶体結晶の降伏応力の温度依存性の結果である⁵⁾。通常の固溶体硬化では固容量とともに降伏応力が上昇し負の温度依存性が顕著になる筈であるが、実験結果は100Kより下で温度依存性が逆転している。温度低下と共に摩擦が減少するため、ある温度から転位の運動がunderdampingになって、低温ほど慣性効果が顕著になる。それが低温の異常な温度依存性の原因と考えられている。

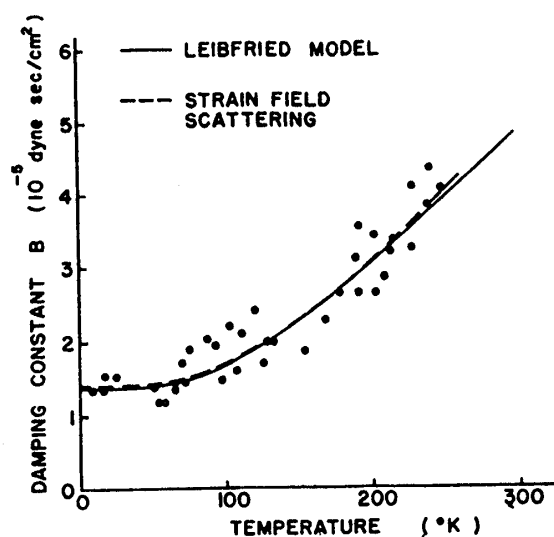


Fig.4 Al中の転位に働く摩擦係数の測定結果⁴⁾

研究会報告

(2) 超伝導遷移効果

1968年にKojima-Suzukiによって、PbやNbなどの金属を変形中に T_c 以下で磁場にかけて超伝導-常伝導遷移させると、変形応力が可逆的に上昇する事実を発見した⁶⁾。Fig.6はPbの実験結果を示す。Pbなどの軟金属の変形応力は転位と点障害との相互作用で変形応力が支配されている。電子摩擦が伝導電子濃度に比例することから、超伝導遷移に伴って電子摩擦が変化する。したがって、超伝導状態の方が(1)のジッパー効果、慣性効果が顕著になるので、それが変形応力に反映して超伝導遷移効果が生じるというメカニズムが広く受け入れられている。

しかし、Nbなどのbcc金属の低温の変形応力はパイエルス機構で支配されているので、上のような機構は成立しない。パイエルス機構で変形が支配されるbcc金属やNaCl型イオン結晶はヘリウム温度以下ではアレニウスの変形速度式から大きくはずれることが明らかになっていて、この温度領域ではトンネル遷移によって律速されると考えられる⁷⁾。したがって、この温度領域で生じる超伝導遷移効果はトンネル遷移確率に及ぼす電子摩擦の効果として解釈することが可能である⁸⁾。

§7. おわりに

転位の易動度や摩擦など、転位運動の基本的問題に関する研究は、1960年代と1970年代に最も盛んであったが、その後は大きな進展がなかった。しかし、近年、転位や塑性の問題について、さまざまなレベル（原子レベルからマクロな変形まで）で計算機を用いたモデリングが欧米を中心として発展しつつあり、転位論に新しい展開のきざしが見られる。今後が期待される。

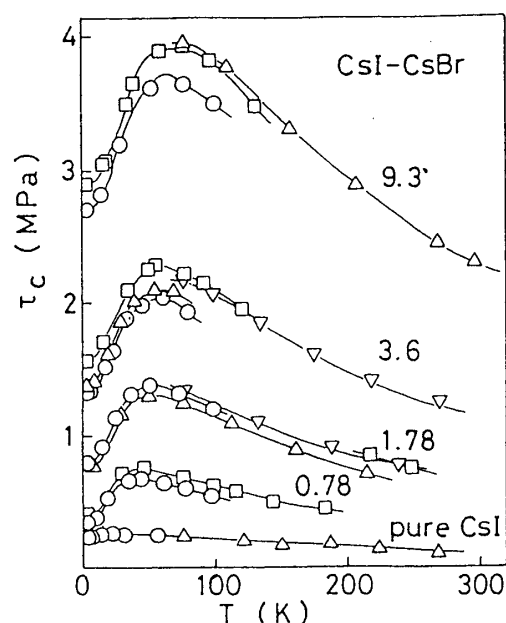


Fig.5 CsI-CsBr 固溶体の降伏応力の温度依存性⁵⁾

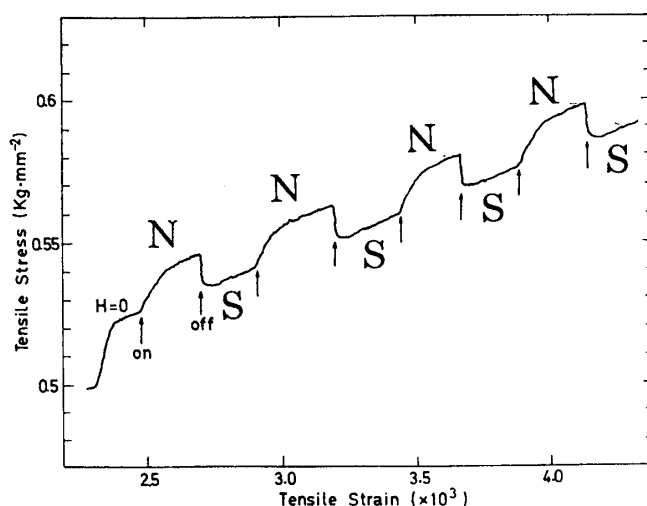


Fig.6 Pb 結晶の変形応力に対する超伝導遷移効果。S、N は超伝導状態、常伝導状態を示す。⁶⁾

文献

- 1) 例えば A. D. Brailsford: J. Appl. Phys. **43** (1972) 1380.
- 2) T. Ninomiya: J. Phys. Soc. Jpn. **36** (1974) 399.
- 3) V. Ya. Kravchenko: Spv. Phys. –Solid State **8** (1966) 740; A. D. Brailsford: Phys. Rev. **186** (1969) 959.
- 4) A. Hikata, R. A. Johnson and C. Elbaum: Phys. Rev. B **2** (1970) 4856.
- 5) H. Koizumi and T. Suzuki: “*Dislocations in Solids*”, ed. by H. Suzuki et al. (Univ. Tokyo Press, 1985) p.479.
- 6) H. Kojima and T. Suzuki: Phys. Rev. Lett. **21** (1968) 896.
- 7) T. Suzuki, S. Takeuchi and H. Koizumi: “*Quantum Tunneling of Group of Atoms as Systems with Many Degrees of Freedom*” 「科研費特定領域研究報告書」(2000) pp.1-30.
- 8) S. Takeuchi, T. Suzuki and H. Koizumi: J. Phys. Soc. Jpn. **69** (2000) 1727.