

## 技 術 資 料

### 降伏点に関する最近の研究\*

鈴木 秀 次\*\*

#### Recent Studies on Yield Points in Iron and Other Materials.

Hideji SUZUKI

#### I. ま え が き

金属および合金の降伏点は、戦後イギリスで Mott を中心に転位論のめざましい発展の行なわれたときから、転位論の中心問題の一つであった。初期における輝やかな成功の一つは COTTRELL<sup>1)</sup>による転位の固着理論であった。この理論はきわめて微量の炭素または窒素原子がどのようにして鉄の機械的性質に大きな影響を与え得るか、ということを見事に説明できるものであった<sup>2)</sup>。それ以後しばらくの間は、降伏点の理論は転位の固着機構にもとづいて発展してきた<sup>3)~6)</sup>。しかし最近になって<sup>7)</sup>、降伏強度をきめるのは、結晶中に一様に分散している不純物原子による摩擦力であるという考え方が出され、とくに JOHNSTON と GILMAN<sup>8)9)</sup>は、摩擦力だけを考へて、降伏点における応力低下を説明できることを明解に示した。その後の研究によつて、GILMAN と JOHNSTON が詳しい実験を行なつている LiF というイオ結晶だけでなく、鉄単結晶<sup>10)</sup>の降伏点が摩擦力によつてきめられていることは、ほとんど疑問の余地なく確立された。しかし、面心立方格子をもつ合金では固着力によつてきめられるという考えが有力である<sup>11)</sup>。面心立方格子をもつ合金単結晶の降伏点については、最近別な解説<sup>12)</sup>を書いたので、ここでは主として、鉄の降伏を中心に述べることにするが、鉄と類似の挙動をする LiF についての研究にもかなりのページ数をさくことにしよう。

#### II. 降伏点の JOHNSTON, GILMAN の理論

JOHNSTON と GILMAN<sup>12)8)</sup>は LiF 結晶中の転位の運動を腐食孔によつて観察した結果から、転位の固着機構と無関係な降伏点の理論を試みた。まず彼らの転位の運動の観察について述べよう。JOHNSTON らは LiF の結晶表面に顔を出している転位の位置に美しい腐食孔を作ること成功していたが、その技術を用いて、1本の転

位を定まつた条件の下で移動させ、その速度を測定することに最初に成功した。転位が存在する位置の腐食孔は写真1の右端の腐食孔のようにとがつているが、転位の動いた後で再び腐食すると、もとの腐食孔は深さを増さないで広がるだけである。このため左の腐食孔のように底が平らになる。もちろん、新しい転位の位置には底のとがつた腐食孔が新しく作られるので、もとの転位の位置と新しい転位の位置を知ることができるのである。JOHNSTON と GILMAN は応力のパルスを加えることによつて転位を動かし、応力を加えた時間で移動距離を割つて速度を求めた。しかし転位の移動は必ずしも一様ではない。写真2は腐食液中につけたまま応力を加えた場合の腐食像で、正負の転位対が逆方向に移動して遠ざかる過程が見られるが、その速度は一様でなく、1ないし数 $\mu$ ごとに跳躍運動をしていることが知られる。これは転位が障害物にひつかかりひつかかり動いていることを示している。1回の跳躍よりも長い距離に対する移動速度を求めると、短時間のパルスを多数回かけた場合で

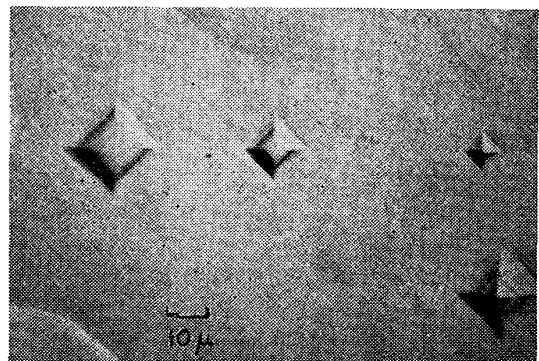


写真1 LiF 結晶表面の腐食孔  
上の左二つの腐食孔はもと転位のあつた位置を示し、右端が最後の位置を示す。下の腐食孔は動かなかつた転位を示す。(GILMAN と JOHNSTON<sup>12)</sup>による)

\* 昭和39年2月20日受付

\*\* 東京大学理学部教授 理博

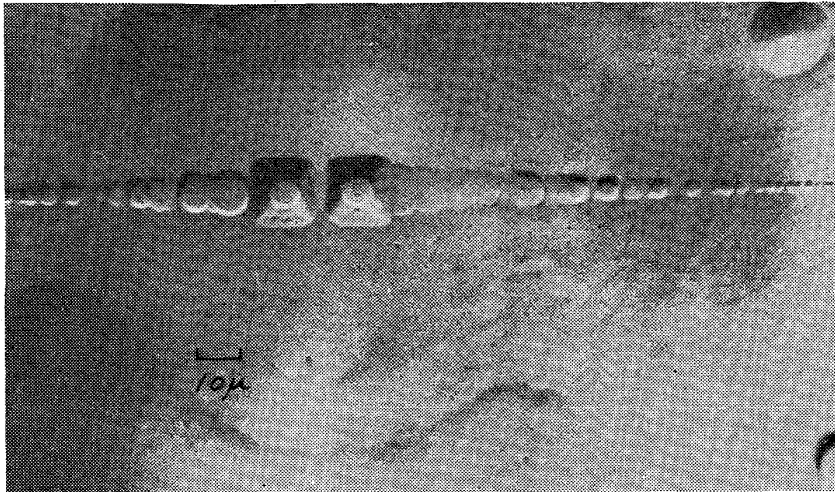
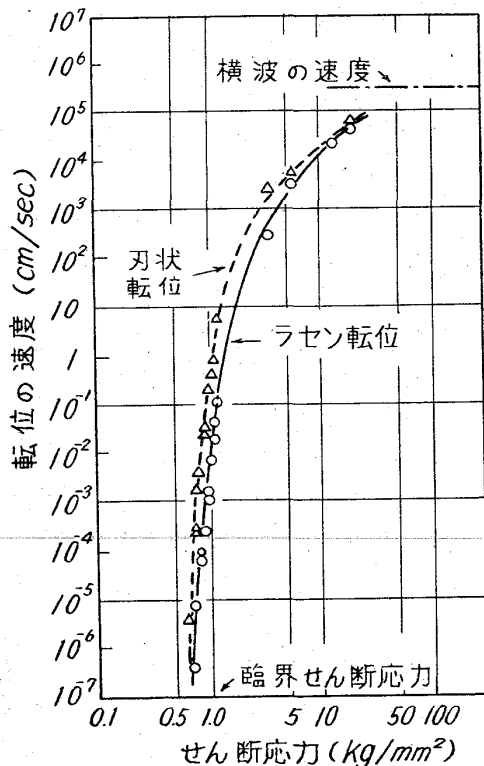


写真2 LiFの結晶に応力を加えながら腐食した場合の腐食孔 (JOHNSTON と GILMAN<sup>9)</sup>による)



第1図 LiF結晶中の転位の速度とせん断応力との関係 (JOHNSTON と GILMAN<sup>9)</sup>による)

も、長時間のパルスを1回かけた場合でも同じ値が得られる。

第1図は以上のようにして測定された転位の運動速度と加えた応力の関係を示す。図から知られるように、非常に高速度の場合を除くと、刃状転位の方がらせん転位の10倍以上も速い。

JOHNSTONらはこの他次のような事実を腐食孔の実験から見出している<sup>12)</sup>。

(1) 結晶を成長させたときから結晶中にあつた転位

は、変形が進行しても動かない。動くのは結晶を劈開するときには作られた転位対(劈開面に顔を出している転位の半輪)などのように固着されていないと考えられる転位である。

(2) 自由な(固着されていない)転位が動くとき転位が増殖される。

(1)の事実は結晶の降伏点が転位の固着力によつてきまるのではないことを端的に示していると考えられる。それならば降伏点は何によつて定まるのであろうか。JOHNSTONらはきわめて当然な次の関係から出発し、それに彼らの実験によつて得た関係を加えるだけで、LiFの降

伏点を見事に説明した。結晶の変形速度  $d\epsilon/dt$  は転位の数  $n$  と速度  $v$  を用いると

$$d\epsilon/dt = b n v \dots\dots\dots (1)$$

で与えられる。第1図によると刃状転位とらせん転位の速度は異なるので、刃状転位とらせん転位の2種類しかないとすれば(1)は

$$d\epsilon/dt = b(n_s v_s + n_e v_e) \dots\dots\dots (2)$$

と書かれる。転位が増殖される時、刃状転位、らせん転位を含む輪として作られるから

$$\frac{n_s}{n_e} = \frac{v_e}{v_s} \dots\dots\dots (3)$$

したがつて

$$d\epsilon/dt = 2b n_s v_s = 2b n_e v_e \dots\dots\dots (4)$$

転位の総数は

$$n = n_s + n_e = n_s(1 + v_s/v_e) \dots\dots\dots (5)$$

$v_s \ll v_e$  であるから

$$d\epsilon/dt \approx 2b n v_s \dots\dots\dots (6)$$

となる

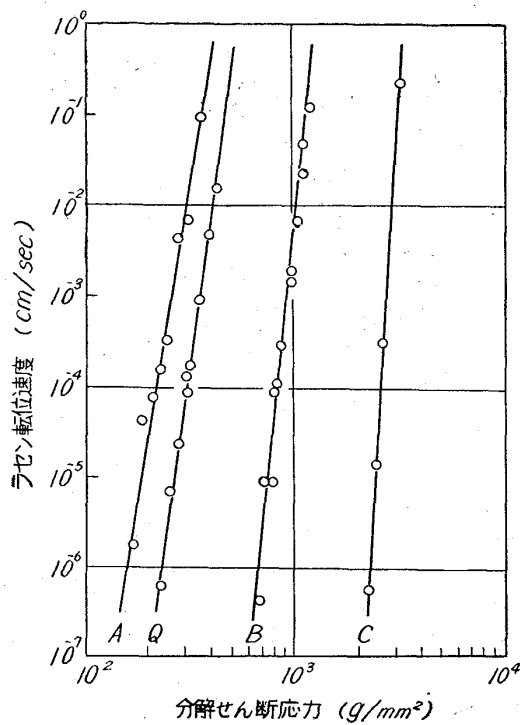
第1図の転位の速度は非常に速いものまで含めてあり、臨界せん断応力よりもはるかに高い応力に対応しているが、低い速度範囲だけに限れば大体直線的な関係になる。いろいろな結晶を用いて、1cm/sec以下の速度範囲で測定した結果を拡大して描くと、第2図のようになっている。すなわち、

$$v_s = (\tau/D)^m \dots\dots\dots (7)$$

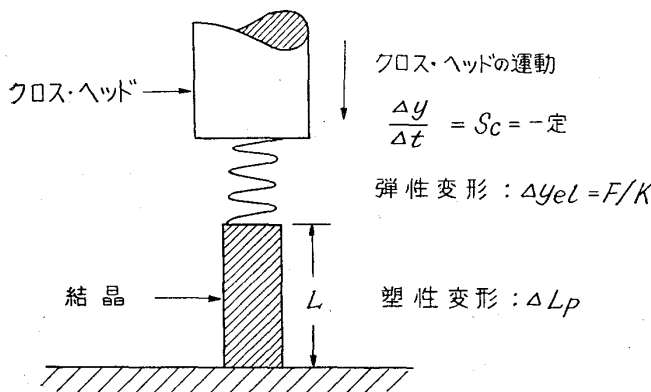
とあらわされる。 $D$ および $m$ は結晶によつて異なるが、図のQという結晶に対しては  $D = 540 \text{ g/mm}^2$ ,  $m = 16.5$  であつた。LiFの結晶では転位密度  $n$  は変形量  $\epsilon$  に比例して増加した。すなわち

$$n = \alpha \epsilon \dots\dots\dots (8)$$

実験の結果によると  $\alpha = 10^9/\text{cm}^2$  であつた。



第2図 LiFにおける転位速度とせん断応力の関係 (JOHNSTON<sup>9)</sup>による)



第3図 圧縮試験の概念図

(7)式と(8)式を(6)式に代入すると

$$d\epsilon/dt = 2ba\epsilon(\tau/D)^m \dots\dots\dots(9)$$

となる。

次に実験的に応力-歪曲線を測定する方法を考えてみよう。降伏点の研究に使われるのは、ふつう Instron型のように、応力の測定のためにわずかな変位しかない、いわゆる「硬い」引張圧縮試験機である。この場合の測定方法を図式的に示すと第3図のようになる。すなわちクロス・ヘッドは一定の速度  $S_c$  で動いて固定された台の上の試料を圧縮する。クロス・ヘッドの変位の一部は試料自身やロードセルその他の試験機の部分を弾性的に歪ませるのに使われ、残りが試料の塑性変形を起こす。弾性的な変位をすべてまとめて第3図のスプリングの変

位で表わしてある。弾性的変位は  $\Delta y_{el} = F/K$  と書くことができる。ここに  $F$  は荷重、 $K$  は有効バネ常数である。 $\Delta L_p$  で塑性変位の量をあらわすと、クロス・ヘッドの変位は

$$\Delta y = S_c t = \Delta y_{el} + \Delta L_p \dots\dots\dots(10)$$

ここに  $t$  は時間である。塑性歪は

$$\epsilon = (\Delta L_p / L_0) = (S_c t - F/K) / L_0 \dots\dots\dots(11)$$

と書けるから、塑性変形速度は

$$\dot{\epsilon} = \left( S_c - \frac{1}{K} \frac{dF}{dt} \right) / L_0 \dots\dots\dots(12)$$

Instron 型の試験機では荷重  $F$  を時間  $t$  の関数として記録する。これはすべり面にそつたすべり方向のせん断応力をクロス・ヘッドの変位  $y$  の関数として記録していることにほかならない。(11)と(12)式を(9)式に代入すると

$$d\tau/dy = C - B(\tau/D)^m (Cy - \tau) \dots\dots\dots(13)$$

ここに

$$C = K/2A$$

$$B = 2ba/S_c$$

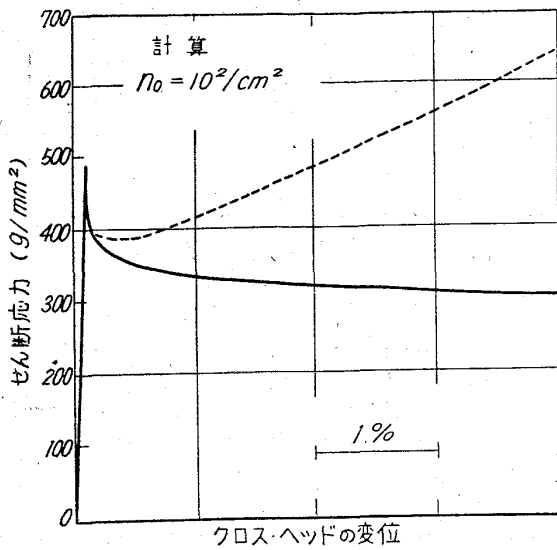
LiF を  $\langle 001 \rangle$  方向に圧縮するさいには、 $\{110\}$  すべり面へのせん断応力は  $\tau = F/2A$  となる。 $A$  は試料の断面積である。

(13)式は応力と歪の関係を与える微分方程式であるが解析的に解くことはできないので、電子計算機で数値的に解いている。その場合最初に  $\tau_0$  と  $y_0$  の値の組を与えなければならないが、(8)と(10)式から知られるように、 $\tau_0$  と  $n_0$  の値を与えることと同じである。

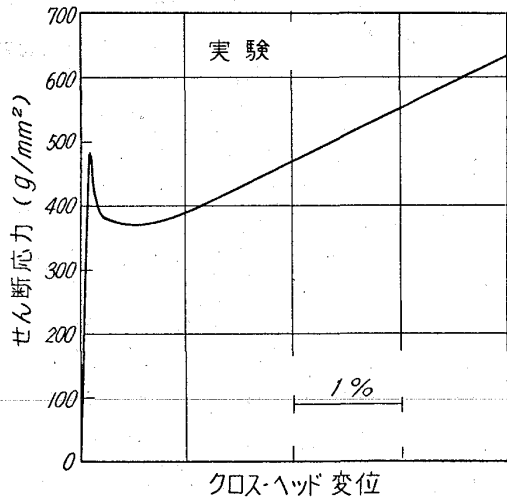
次に結晶Qについての応力-歪曲線を計算してみよう。この結晶では  $D = 540 \text{ g/mm}^2$ ,  $m = 16.5$  であつた。いま  $n_0 = 10^2/\text{cm}^2$  とし、実験の条件に合わせて  $S_c = 0.005 \text{ in/min}$ ,  $A = 12.5 \text{ mm}^2$ ,  $K = 4.15 \times 10^4 \text{ lb/in}$  とする。

(13)式から計算される応力-歪曲線は第4図の実線で示す通りである。するどい降伏点を示して応力はどんどん低下している。これに対して、実測の応力-歪曲線は第5図の通りである。降伏点附近の形は似ているが、変形が進むと相異が大きくなる。

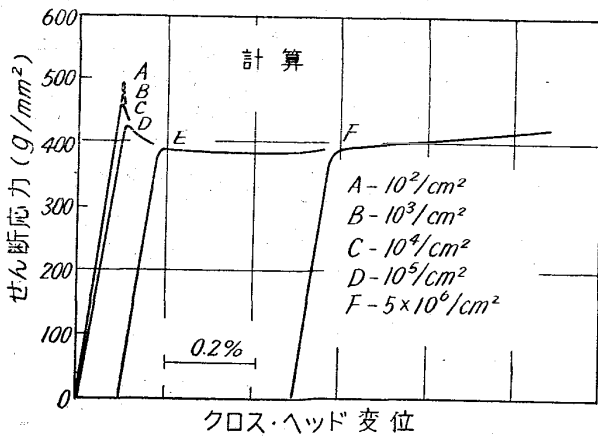
(13)式を導き出すさいには、すべての動き得る転位が  $v_s$  の速度で動くとは仮定した。しかし実際の結晶中では、転位はある距離動くとは他の転位と出会うと力をおよぼし合い、動けなくなる。このために加工硬化の現象が起こるのである。加工硬化の機構については現在でも議論がわかれていたので、1本1本の転位の挙動に立入って理論を組立てるわけにいかない。LiF 結晶の場合、加工硬化は変形量に比例しているのだから、それだけを補正した応力-歪曲線を第5図の破線で示してある。



第 4 図 最初  $10^2/cm^2$  の自由な転位があると仮定して計算された LiF の応力-歪曲線実線は加工硬化のない場合、破線は  $90g/mm^2/1\%$  の加工硬化のある場合 (JOHNSTON<sup>9)</sup> による)

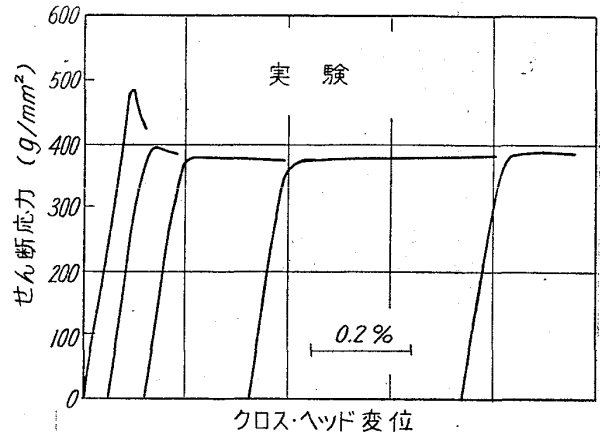


第 5 図 予め歪を与えた後  $115^\circ C$  で時効させた LiF 結晶の応力-歪曲線 (JOHNSTON<sup>9)</sup> による)

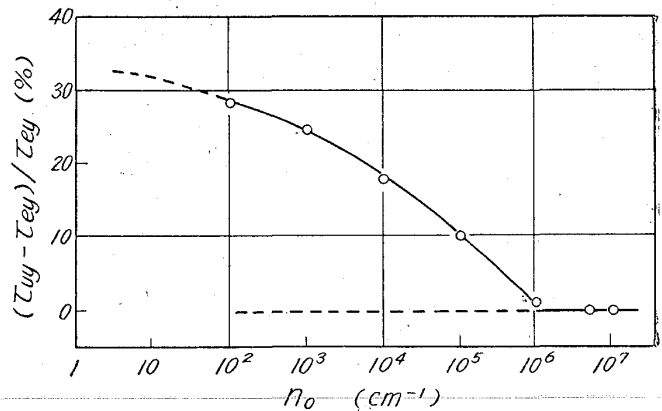


第 6 図 自由な転位の最初の密度,  $n_0$ , の降伏点におよぼす影響,  $n_0$  以外の常数は第 4 図の計算に用いたものと同じ. (JOHNSTON<sup>9)</sup> による)

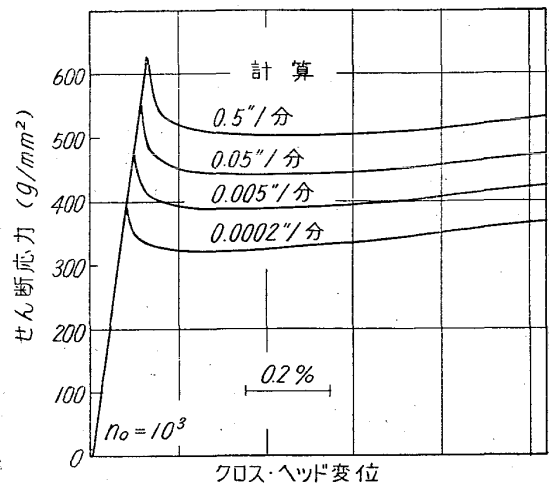
上の計算では  $n_0=10^2/cm^2$  に選んだが、実際の結晶ではいろいろな値を取り得るであろう。第 6 図は  $n_0$  をかえてみたときの計算結果である。 $n$  については (8) 式を仮定してあるから  $n_0$  をかえることは、前もつて少量



第 7 図 第 6 図に対応する実測の応力-歪曲線 (JOHNSTON<sup>9)</sup> による)



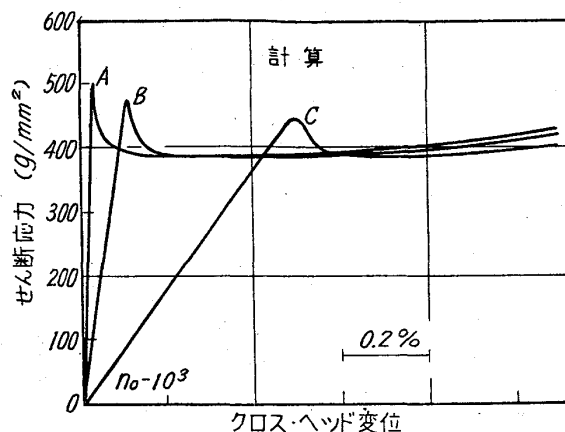
第 8 図 異なつた  $n_0$  に対して計算された応力-歪曲線の降伏点における応力低下. (JOHNSTON<sup>9)</sup> による)



第 9 図 クロス・ヘッド速度の応力-歪曲線におよぼす影響. (JOHNSTON<sup>9)</sup> による)

の歪を与えたことと同じである。第6図の計算に対応する応力-歪曲線を測定すると第7図のようによく似た曲線が得られる。この曲線で明らかなように  $n_0$  の小さいほど鋭い降伏点が得られ、上の降伏点が上昇する。 $n_0$  がある数以上になると降伏点における応力低下を示さなくなる。その様子は第8図にもつとよく示されている。

次に変形速度が変わった場合の応力歪曲線の変化を計算してみよう。第9図は  $n_0=10^3/cm^2$  として計算した結果であつて、曲線の形は変形速度によつてほとんど変化しないが、曲線全体が変形速度の大きいほど上昇している。すなわち変形速度の大きいほど降伏点は上昇し、変形速度が2500倍になると降伏点は50%以上も上昇するが、降伏点の鋭さや、降伏点における応力低下はほとんど変わらない。他方この計算に対応する測定された曲線は第10図で、以上の特徴をよく示している。



第11図 試験機の「硬さ」による応力-歪曲線の変化 (JOHNSTON<sup>9)</sup> による)

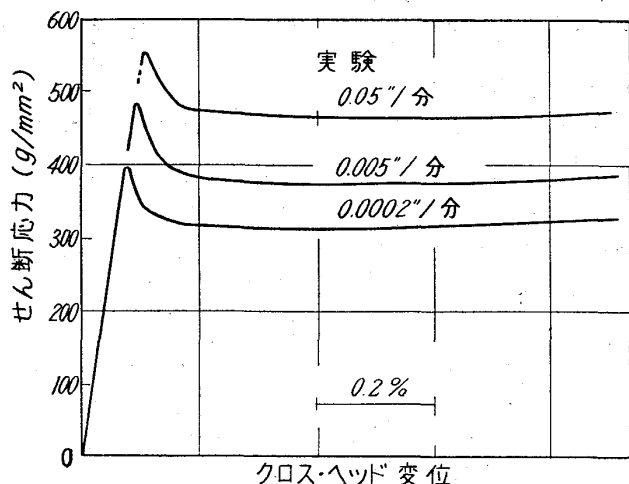
降伏点のあらわれ方は試験機の特性によつてかなり異なる。Instron 型の試験機は最も硬く、上の計算に示したようなバネ常数をもつが、振り子の試験機のように柔らかいとバネ常数は極端に小さくなり、降伏点を記録できなくなる。第11図はバネ常数をかえた場合の降伏点附近の応力-歪曲線を計算したもので、上に述べた傾向を示している。

### III. JOHNSTON-GILMAN 理論の鉄への応用

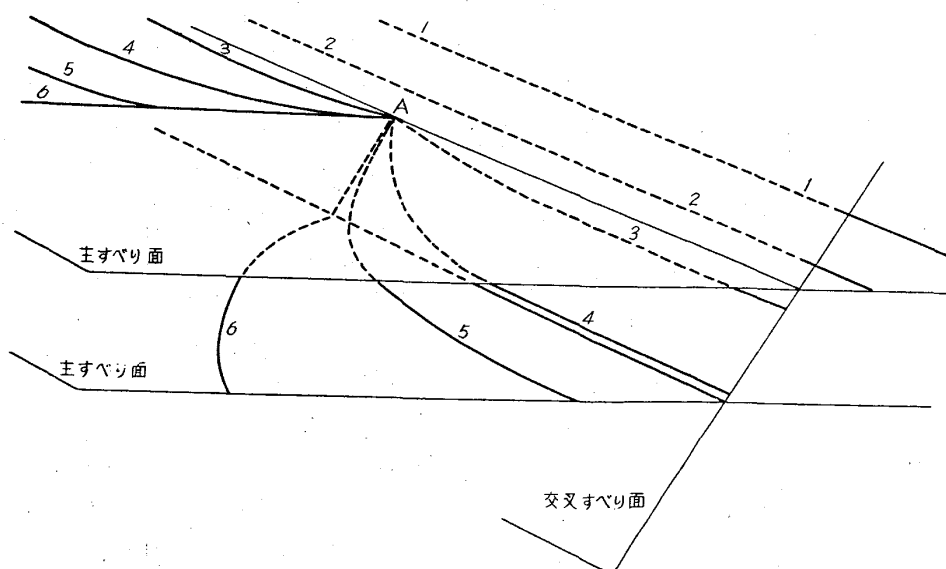
LiF というイオン結晶についての JOHNSTON-GILMAN の理論を詳しく述べたのは、鉄中の転位の挙動が LiF 中のそれと大変よく似ているからである。それは主に次の二つの点においてである。

- (1) NaCl 型結晶 (LiF はこの結晶型をもっている) においても体心立方結晶 (鉄はこの結晶型をもっている) においても、転位は容易に交叉すべりを起こす。
- (2) 両者ともに室温附近で固溶限をはるかに超えた

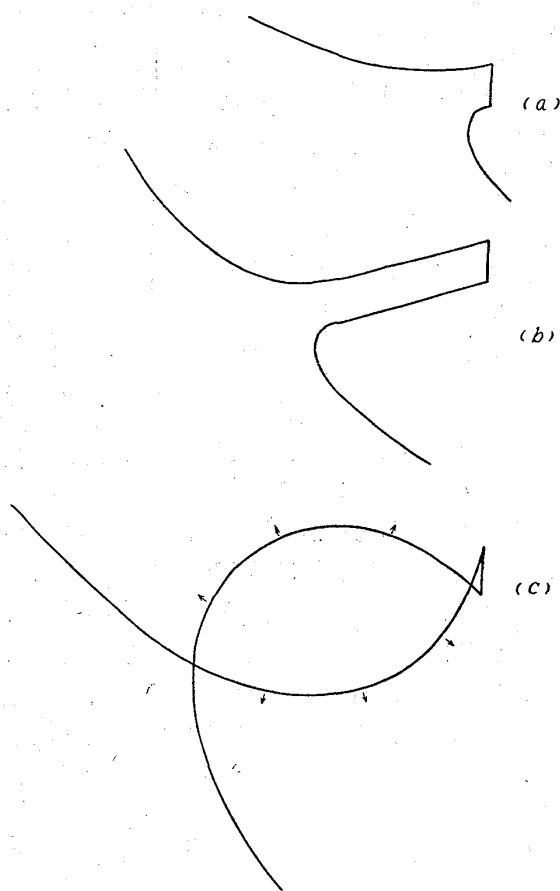
不純物原子 (LiF では  $Mn^{++}$  など2価の不純物、鉄では炭素および窒素などの格子間不純物原子) を含むのが普通である。次に (1) がどのような意味をもつかを述べよう。交叉すべりを起こし得ると、第12図の直線1, 2であらわされる位置に動いてきたらせん転位の一部分が3のように一部分交叉すべり面に移ることができる。この転位はまた4, 5, 6のように、もとのすべり面と平行な原子面上に移ることができる。Aから左側の部分ももとのすべり面上を動



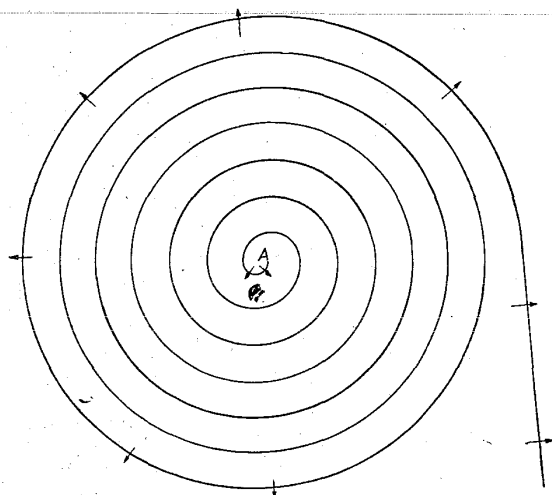
第10図 第11図に対応する実測の応力-歪曲線 (JOHNSTON<sup>9)</sup> による)



第12図 二重交叉すべりによる大きなジヨグの形成



第13図 二重交叉すべりによる転位の増殖  
 (a) 交叉すべりによって大きなジョグを作る  
 (b) 転位双極子を作る  
 (c) 転位双極子が転位源となる



第14図 大きなジョグAのまわりの転位の増殖

き続けるので、結局第13図a, bのように大きなジョグと、正負の刃状転位の対の尾を引いて動く<sup>13)~15)</sup>。もしジョグが十分大きければ、すなわち、第12図のbであらわされる転位の半分ずつがついている二枚の平行な

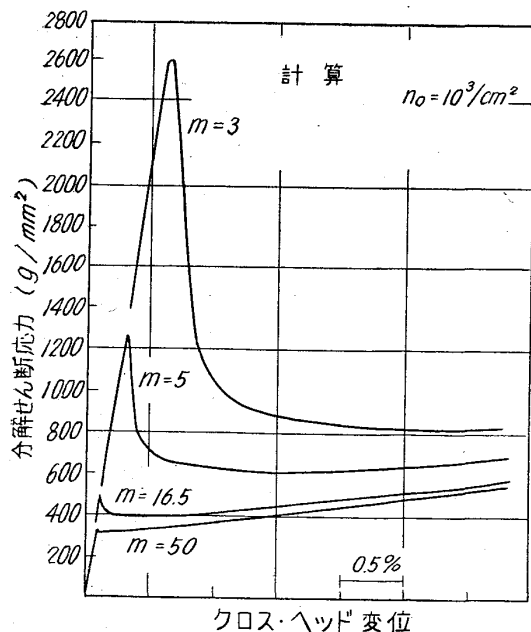
すべり面の間隔が大きいと、正負の刃状転位間に働く力よりも、外力の方が大きくなり、cのように互に逆方向に動き始める。ジョグの位置は固定されているから、転位は第14図のようにジョグのまわりを回転して転位を増殖することができる。この図にはみやすくするためにジョグの片側の転位で作られるラセンだけを描いてあるが、他の側の転位はこれと逆巻きのラセンを作る。すなわち、動いている転位は、交叉すべりを起こすことによつて、新しい転位源となつて転位を増殖し、いくらでも変形を続けることができるのである<sup>13)~15)</sup>。したがつて、もともと結晶中に存在していた転位がコツトレル効果などで固着されていても、転位が一本動き始めれば、固着力に無関係な力で塑性変形を起こすことができる。最初に動き出す転位は、引張試験のさいの掴みの所や、圧縮試験の上下の面のように局部的に応力集中を受ける個所から発生するだろう。このほか、次に述べる理由で、表面近くの転位の固着力が弱く、それが最初に動き始めることも考えられる。ともかく上に述べた変形を妨げるものは、動いている転位に対する抵抗力だけである。これはJOHNSTON理論の最も重要な仮定の一つであり、それがLiF結晶において成立つと同様に鉄単結晶でも成立つのである。

(2)の固溶限をはるかに超えた不純物原子は、実は非常にわずかな固溶限<sup>16)</sup>しかもっていないのであつて、格子を強く歪ませ、転位との相互作用がいちじるしく強い。不純物原子が過飽和の状態でも一個づつ孤立して存在するかどうかは疑問であるが、孤立不純物原子、またはその少数個の集合体は転位の運動に対する強い抵抗力の原因となる。抵抗力の詳しい話はVに譲ることにするが、この不純物はもう一つ別な特性をもっている。これらの不純物原子は転位と強い相互作用をもつ結果、転位のまわりにCottrell雰囲気を作り、あるいは転位芯に析出する。ところが試料表面近くにおいては、転位に析出するよりは表面に析出した方が歪が小さく安定である。したがつて試料表面近くの転位に集まつた不純物原子は、転位線に沿つて表面に流れて出てしまう<sup>17)</sup>ために、試料内部のように強く転位を固着しない。このためNaCl型結晶や体心立方結晶では、局部的な応力集中のない場合には、表面附近の転位が最初に動き出すと考えられる。NaCl型の結晶であるKClにおいては、つねに転位が表面から動き出し、増殖されることは鈴木平<sup>18)</sup>によつて初めて見事に実験的に証明され、AMELINCKX<sup>19)</sup>によつてそのような転位の挙動が直接に観察された。

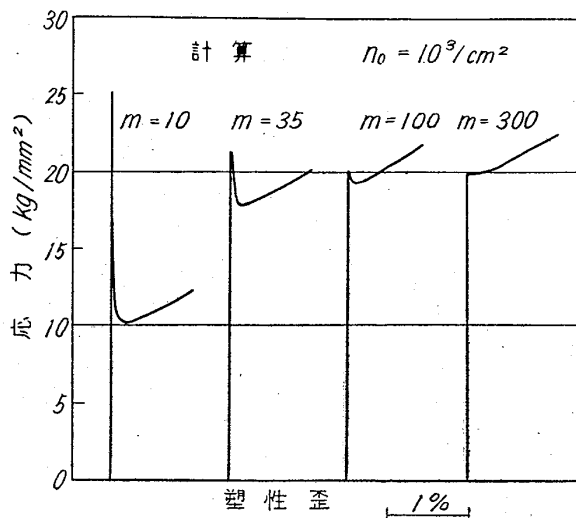
以上のように考えてくるならばJOHNSTONの考えをそのまま鉄の降伏現象にあてはめてよいと考えることがで

きる。事実 HAHN<sup>20)</sup> は JOHNSTON 流の考えで鉄の上の降伏点を論じ、武内<sup>21)</sup>もその立場で鉄の降伏点の解説を行なっている。しかし、ここで注意すべきことがある。それは鉄の降伏点についての実験のほとんどは多結晶試料を用いており、単結晶を用いた実験はきわめて少数に過ぎないことである。ところが降伏強度そのものは当然であるが、降伏点附近の応力歪曲線の形までが結晶粒の大きさによつて変化する<sup>22)</sup>ことはよく知られている。そのために降伏現象におよぼす結晶境界の役割を十分考慮にいれなければならない。HAHN の理論は多結晶試料の実験結果と比較されているが、彼の理論は単結晶試料に対するものであり、実験との比較で得られる数値は定性的な意味しかもたないと考えられる。しかし、ここではともかく HAHN の論文のうち、LiF から鉄に変わった場合に変つてくる主要な特徴だけを述べることにする。

LiF と鉄で異なる主な点の一つは (7) 式であらわされる転位速度と応力の関係である。STEIN と LOW<sup>10)</sup> による Fe-3・25% Si 合金中の転位の運動速度の直接測定によると、(7) 式の  $m$  は温度によつて多少変るが、LiF より遙かに大きく 35(298°K)~44(78°K)であつた。 $m$  の値が大きいほど (13) を解いて得られる応力-歪曲線では、降伏点における応力低下が小さくなる。第 15 図は LiF の場合と同じ常数を使つて JOHNSTON によつて計算された応力-歪曲線であり、第 16 図は HAHN の計算結果で多少 JOHNSTON と異なつた式を用いて得た結果である。いずれの場合にも  $m$  の小さいほど降伏点は鋭くな



第15図 種々の  $m$  の値に対する降伏点附近の応力-歪曲線。(13)式にもとずき、常数は第6図と同じ (JOHNSTON<sup>9)</sup> による)



第16図 種々の  $m$  の値に対する降伏点附近の応力-歪曲線 (HAHN<sup>20)</sup> による)

り、降伏点における応力低下はいちじるしい。

鉄の場合における第二の特徴は Lüders 帯である。もちろん、単結晶では特別の場合を除いて Lüders 帯の伝播は認められないが、多結晶試料ではほとんどの場合 Lüders 帯の伝播によつて変形が起こり、下の降伏点は Lüders 帯の伝播の応力に対応している。したがつてこの問題にはいる前に、多結晶の変形について述べることにしたい。

#### IV. 多結晶の変形

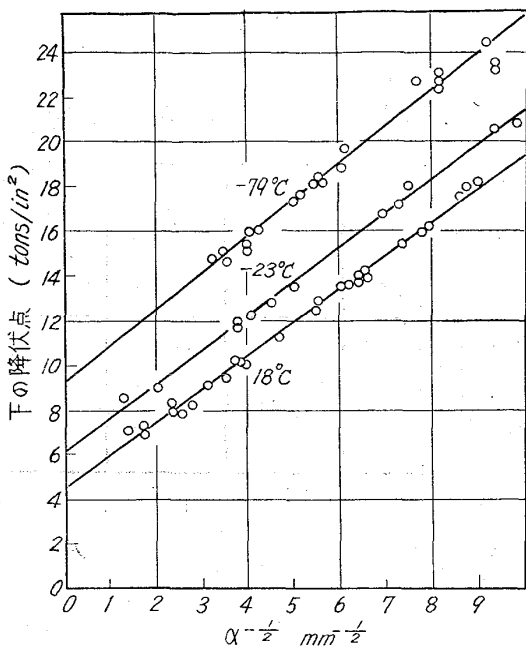
##### 1) PETCH の関係

多結晶の鉄鋼の下の降伏点  $\tau_{ly}$  は第 17 図のように

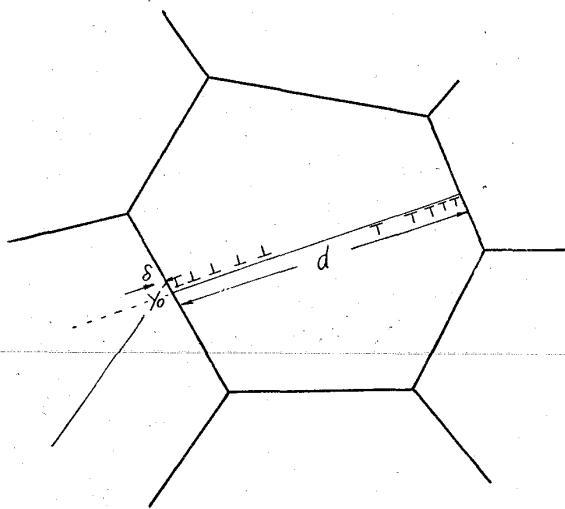
$$\tau_{ly} = \tau_0 + k_y d^{-1/2} \dots\dots\dots (14)$$

の関係<sup>22)~24)</sup>で与えられることが実験的に知られている。ここに  $\tau_0$  は結晶粒の大きさに無関係な応力である。 $k_y$  も結晶粒の大きさに依存しない量であり、 $d$  は平均の結晶粒直径である。(14) 式は PETCH によつて詳しく実験的に検討されたので PETCH の関係と呼ばれることがある。

(14) の関係は次のようにして理論的に導き出される<sup>25)</sup> <sup>26)</sup>。多結晶では一つの結晶粒の中ですべりが起きても、試料全体として測定できるような変形量にはならない。隣接する結晶粒にすべりを起こして、試料の全断面にわたつてすべりが起れば、変形が起こつたのであるといふことができるであろう。ところが転位は結晶境界を通過できないので、隣の結晶粒にすべりを伝えるには次の方法による。第 18 図に示すように一つの結晶粒内にすべりが起きると転位は結晶境界に堆積する。それぞれの転位は応力場をもつており、その応力は加え合されるから



第17図 下の降伏点の結晶粒の大きさによる変化 (PETCH<sup>27)</sup>による)



第18図 結晶境界に堆積した転位群

転位の堆積した先には非常に大きな応力集中を生ずる。第18図のように  $d$  の距離に結晶境界があり、せん断応力  $\sigma_a$  を加えられているとき、隣の結晶粒内で結晶境界に近い部分に働く力は

$$f(\delta) = (\sigma_a - \sigma_f) \frac{1}{2} \sqrt{\frac{d}{\delta}} + \sigma_f \dots (15)$$

で与えられる。  $\delta$  は最初の結晶粒のすべり面を隣の結晶粒内に延長した平面にそつての結晶境界からの距離である。  $f(\delta)$  は  $\delta$  の位置での最初の結晶粒内のすべり系に対するせん断応力であり、  $\sigma_f$  は転位の運動に対する摩擦力である。いま  $\delta_l$  の位置に固着された転位があり、

$\sigma_l$  の力を加えれば動き始めるならば

$$\sigma_l = (\sigma_a - \sigma_f) \frac{1}{2} \sqrt{\frac{d}{\delta_l}} + \sigma_f$$

の関係が満足されていることになる。書き直して

$$\sigma_a = \sigma_f + 2\sqrt{\delta_l}(\sigma_l - \sigma_f)d^{-1/2}$$

となる。引張応力を加えたときすべり系が最も大きなせん断応力成分をもつ結晶では  $\tau_y = 2\sigma_a$  であるから

$$\tau_y = 2\sigma_f + 4\sqrt{\delta_l}(\sigma_l - \sigma_f)d^{-1/2} \dots (16)$$

もし  $\sigma_f \geq \sigma_l$  であれば、応力集中がなくとも転位は固着点から外れることができるので

$$\tau_y = 2\sigma_f \dots (17)$$

で与えられる。

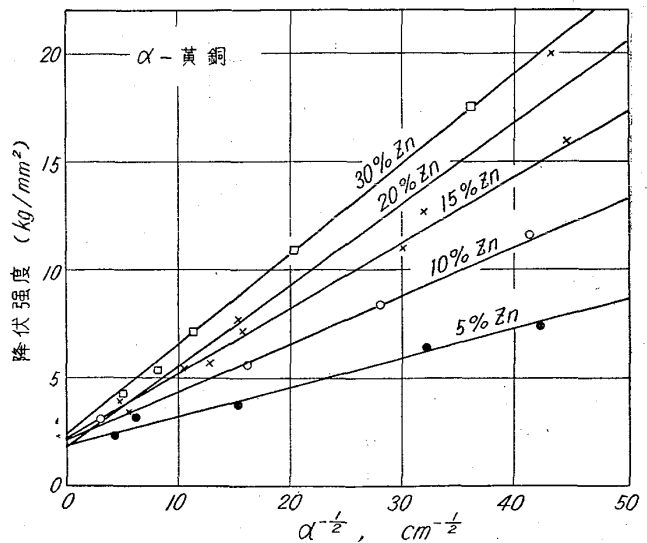
また固着力があまりにも強過ぎると、転位を固着点から外すよりは、新しく転位を作ることが考えられる。そのとき

$$\tau_y = 2\sigma_f + 4\sqrt{\delta_c}(\sigma_c - \sigma_f)d^{-1/2} \dots (18)$$

ここに  $\delta_c$  は新しく転位の作られる位置と結晶境界の間の距離、  $\sigma_c$  は転位を作るのに必要な応力である。

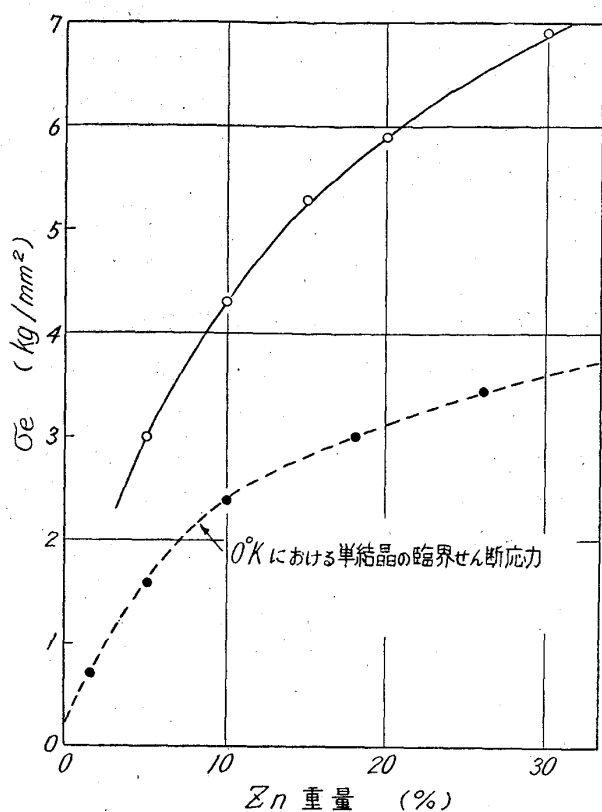
2) 多結晶の降伏強度と固着力の関係

転位を固着する力があまり大きくない場合の例として  $\alpha$ -黄銅の測定結果をあげよう。第19図は降伏強度と  $d^{-1/2}$  の関係を示す。Zn濃度の高いほど傾斜が急になっており、  $\sigma_l$  が Zn濃度とともに増大することを示している。(16)式で  $\delta_l = 4 \times 10^{-4} \text{cm}$  とおき  $\sigma_l$  を求めると第20図のとおりである。この値は  $\alpha$ -黄銅単結晶の  $0^\circ \text{K}$  における臨界せん断応力の約2倍である。単結晶の臨界せん断応力は  $\sigma_l$  の  $1/2$  であることが知られているが、第19図の測定は室温で行なわれており、なぜ  $0^\circ \text{K}$  の  $\sigma_l$  と一致するのであるかは明らかでない。また上



第19図  $\alpha$ -黄銅多結晶の降伏強度と結晶粒の大きさとの関係 (鈴木<sup>25)</sup>による)

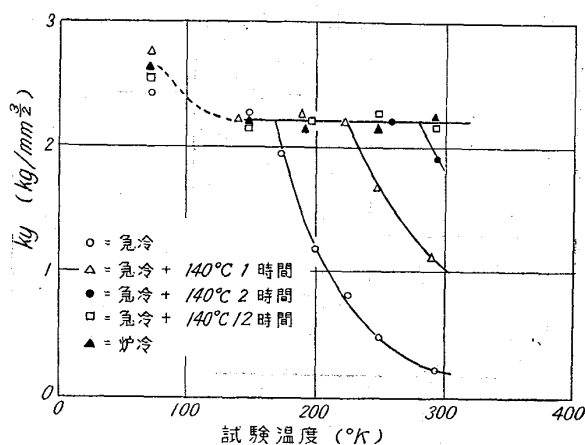




第20図 第21図から求めた  $\sigma_e$  (鈴木<sup>25)</sup>による)

の(16)式の導き出すときの係数、とくに $\delta_l$ をきめるときにはかなりの任意性があるので第20図のように求めた $\sigma_l$ の絶対値は2倍程度の不確かさがつきまとっている。しかし、Zn濃度の変つたときの相対的変化は信頼できるものである。

PETCHの関係はもともと鉄について詳しく調べられてきたのであるが、第17図から知られるように、温度が変つても図の直線の傾斜の変わらないことは不審に思われてきた。もし(16)式が成立つのであれば、鉄の $\sigma_l$ は温度によつて大きく変化するものであり、第17図の温度範囲で傾斜はいちじるしく変わると期待されていたのである。最近<sup>28)</sup>になつて、変形した鉄の薄片試料の透過電子顕微鏡観察が行なわれて $k_y$ が試験温度に依存しない理由が明らかにされた。すなわち、ふつうの熱処理をされた鉄中の転位には炭素が析出して炭化物が作られており、COTTRELL 雰囲気などよりははずつと強固に転位を固着しているのである。そのため、結晶境界に堆積した転位による応力集中が非常に大きくなり、ついに結晶境界に新しい転位を形成するにいたる。降伏応力は、したがつて、(18)式であらわされるようになる。 $\sqrt{\delta_c} \sigma_c$ は温度に依存しないと考えられるから、 $k_y$ は温度によつて変化しないのである。



第21図 種々の熱処理をした鉄における $k_y$ の温度による変化 (FISHER<sup>29)</sup>による)

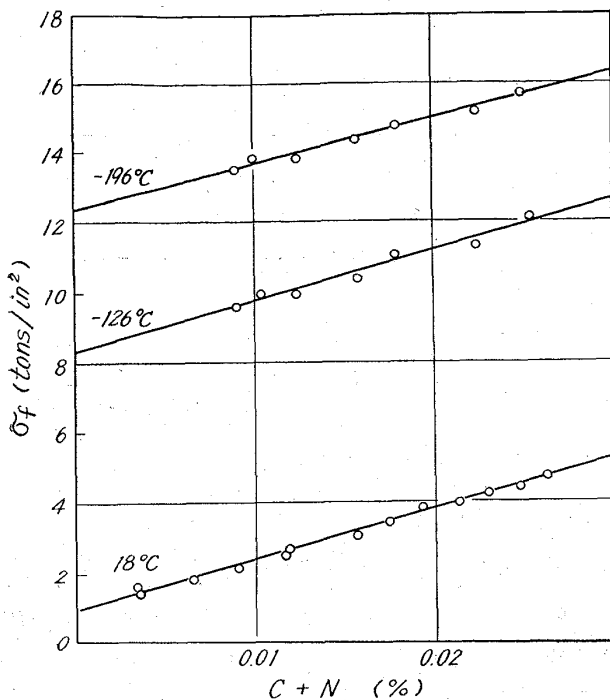
電子顕微鏡観察からの上記の結論は、また次にのべるFISHER<sup>29)</sup>の実験によつても確かめられている。彼は炭素+窒素が0.001%の高純度鉄を用い、再結晶によつて結晶粒の大きさが0.0002cmから0.6cmの間のいろいろの試料を用いて $k_y$ の測定を行なつた。第21図に示すように炉冷した試料では、液体窒素温度を除くと、一定の値を取る。急冷した試料ではCOTTRELL 雰囲気に着している転位の $\sigma_l$ に期待されるとおりの温度依存を示している。短時間の時効によつて $k_y$ は上昇している。炉冷した試料の $k_y$ の一定の値を $k_y^0$ とすると $k_y^0 \approx 2.2 \text{ kg/mm}^{3/2}$ である。この場合 $\sigma_f$ は大体無視できるから

$$4\sqrt{\delta_c} \sigma_c = 2.2 \text{ kg/mm}^{3/2} \dots\dots\dots (19)$$

また $\sigma_c$ は $\mu$ を剛性率とすると $\mu/20$ の程度であり $\sigma_c = 400 \text{ kg/mm}^2$ となるから $\delta_c \approx 2 \times 10^{-7} \text{ cm} \approx 8$ 原子間距離となる。また、急冷した試料の $k_y$ が $k_y^0$ に達して曲線が鋭く曲つている温度では $4\sigma_l \sqrt{\delta_l} = 4\sigma_c \sqrt{\delta_c} = k_y^0$ である。いま $\delta_l \approx 10^{-4} \text{ cm}$ とおくと、 $\sigma_l \approx 55 \text{ kg/mm}^2$ という値が得られる。これらの値は大体妥当なものと考えられる。

前に述べたように、鉄単結晶の降伏強度は転位を固着する力とは無関係で、摩擦力によつてきまると考えられる。これに対して多結晶の場合には固着力によつてきまる項を含むのである。ただ固着力があまり大きいと、固着力と無関係に、結晶境界に転位を新しく作る条件によつてきまる。したがつて、鉄の多結晶試料にJOHNSTON流の考えをそのまま適用したHAHNの理論は、定性的には実験結果と一致しているが、定量的な議論は意味をもたないのである。

3) 摩擦力



第22図 摩擦力和固溶炭素および窒素量との関係 (HESLOP と PETCH<sup>31)</sup>による)

摩擦力  $\sigma_f$  が固着力  $\sigma_l$  よりも大きいと、降伏強度は結晶粒の大きさに依存しない。このような例はきわめてまれで、高純度のニオブ<sup>30)</sup>で測定されたことがあるだけである。この場合には降伏強度そのものから、(18)式によつてすぐ  $\sigma_f$  を求めることができる。ふつうには第17図の関係から  $\sigma_f$  が求まる。 $\sigma_f$  の固溶している窒素と炭素を加え合わせた量に対する関係<sup>31)</sup>は第22図のようになる。すなわち実験の範囲においては  $\sigma_f$  は C+N の量に対して直線的に変化する。また  $\sigma_f$  そのものが温度によつていちじるしく変化するのであるが、 $\sigma_f$  の C+N に対する傾斜は温度によつて変化しない。温度によつて変化するのは  $\sigma_f$  の C+N 濃度に依存しない部分である。このことから、HESLOP と PETCH<sup>31)</sup>は  $\sigma_f$  の C+N 濃度に依存しない部分はピルス力によるものであると考えている。

鉄結晶中を動く転位は何による摩擦力をうけるかという問題は非常に重要な問題であり、現在有力な考え方は大体次の二種類に分けられる。

- 格子間に割り込んでいる炭素および窒素原子のまわりの応力と転位の相互作用<sup>7)32)</sup>
- パイエルス力<sup>31)33)~36)</sup>

この他、炭素および窒素原子が集合体または微細な析出物を作っている可能性があり、それを切るための仕事も摩擦力となり得る<sup>37)</sup>。FISHER<sup>38)</sup>の計算によると、鉄中の炭素原子対の間に働く相互作用エネルギーは  $-0.1\text{eV}$

程度であり大きくないから、数個以上の集合体または析出物でなければとくに顕著な影響を与えないであろう。またこのような集合体でも、そのまわりの応力場と転位の相互作用による摩擦力の方が大きいと考えられる。

上にあげた二つの摩擦力の原因について、現在どのように理解されているか、次節以下に述べよう。

## V. 固溶炭素および窒素原子による摩擦力

結晶中に一様に分散している溶質原子による摩擦力は MOTT と NABARRO<sup>39)</sup>によつて最初に論じられ、以後も MOTT<sup>40)</sup>、FLEISCHER<sup>7)32)41)43)</sup>によつて改良されている。CRACKNELL と PETCH<sup>44)</sup>は鉄中の炭素原子による摩擦力に対して MOTT-NABARRO の理論を適用し

$$\sigma_f = \frac{N^{11/9}}{2(\alpha\mu)^{1/3}b^{5/3}} \left[ \frac{16A}{\pi} \ln \frac{1}{2\gamma_0 N^{1/3}} \right]^{4/3} \dots (20)$$

という結果を得ている。ここに  $N$  は単位体積中の炭素および窒素原子の数、 $\alpha \sim 0.5$ 、 $\mu$  は剛性率、 $b$  はバーガース・ベクトルの大きさ、 $A$  は転位と炭素または窒素原子の間の力をあらわす常数で  $1.5 \sim 3.0 \times 10^{-20}$  ダイーン・ $\text{cm}^2$ 、 $\gamma_0 \sim 2 \times 10^{-8}$  cm である。第22図の  $\sigma_f$  の測定範囲の  $0.005$  から  $0.025\%$  に対して  $N^{2/9} [\ln 1/2\gamma_0 N^{1/3}]^{4/3}$  という量は  $1\%$  しか変化しないから  $\sigma_f$  は  $N_1$  すなわち C+N 濃度に比例することになる。

しかし MOTT-NABARRO の理論は不純物原子によつて作られる応力場があまり強くない場合に対するものであつた。鉄中の炭素または窒素原子と転位との相互作用は非常に強いと考えられるので、むしろもつと簡単な FLEISCHER<sup>32)7)</sup>の計算をあてはめてもよいであろう。すなわち不純物原子の転位におよぼす最大の力を  $F$  とすると、転位を動かすのに必要な力  $\tau_0$  は

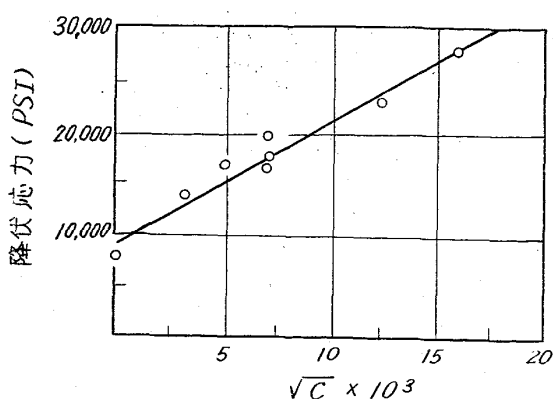
$$\tau_0 = F/bl \dots \dots \dots (21)$$

で与えられる。 $b$  はバーガースベクトルの大きさ、 $l$  は不純物原子の間の平均の距離である。転位に強い力をおよぼすのはすべり面のすぐ上下にある不純物原子であるから、濃度を  $c$  とすると

$$\tau_0 = F\sqrt{2c}/b^2 \dots \dots \dots (22)$$

と書かれる。この結果は前に述べた第22図と一致しないが、第23図<sup>45)</sup>のように一致する結果もある。HESLOP と PETCH の第22図にしても  $\sigma_f = \sigma_0 + A\sqrt{C}$  ( $\sigma_0$ ,  $A$  は常数)の曲線を書いたとき、 $\sigma_0$ ,  $A$  を適当にとれば、それほど曲線から外れるわけではない。

(22)式で与えられる  $\tau_0$  は  $0^\circ\text{K}$  に対するもので、室温ではもちろん、液体窒素温度においても、熱運動によつて転位は不純物原子を飛び越えることが可能である。



第23図 鉄の降伏点におよぼす炭素の影響 (WERT<sup>45</sup>)による)

そのときに必要な活性化エネルギーは加える外力によって変る。外力が大きほど活性化エネルギーは小さくなる。転位の速度  $v$  は

$$v = v_l \exp[-U(\tau)/kT] \dots\dots\dots (23)$$

の形にかかれる。ここに  $v$  は有効な転位の振動数で大体  $10^{12}/\text{sec}$ ,  $l$  は1回の跳躍で転位の動く距離で、ここでは不純物原子間の距離で  $b/\sqrt{2c}$ ,  $U(\tau)$  は不純物を飛び越えるための活性化エネルギー、 $\tau$  は外力、 $k$  はボルツマン常数、 $T$  は絶度温度である。  $U(\tau)$  の形がわかっているならば定まった温度で、 $\tau$  の力を加えた時の速度が得られるのであるが、  $U(\tau)$  の計算は大変面倒である。

FLEISCHER<sup>42</sup>) は LiF 中の2価のイオンと空格子点の対が作る正方的な歪とラセン転位との相互作用を計算している。この場合には正方的な歪の軸は  $\langle 110 \rangle$  方向であり、ラセン転位はこれと  $60^\circ$  と傾いた方向のものである。鉄中の炭素または窒素の作る正方的な歪の軸は  $\langle 100 \rangle$  方向であり、ラセン転位は  $\langle 111 \rangle$  方向で、その間の角は  $54^\circ 44'$  で非常に似ている。したがって FLEISCHER の計算を用いて大体の議論ができる。 FLEISCHER によると

$$U(\tau) = Fb[1 - (\tau/\tau_0)^{1/2}]^2 \dots\dots\dots (24)$$

ここに  $\tau_0$ ,  $F$ ,  $b$  は前と同じ意味をもっている。

(21), (22), (23), (24), を組合すと

$$\tau = F\sqrt{2c}/b^2 \left[ 1 - \left( \frac{kT}{Fb} \ln \frac{vb}{v\sqrt{2c}} \right)^{1/2} \right]^2 \dots (25)$$

$\ln[vb/v(2c)^{1/2}]$  は  $c$  にほとんど依存しないから、 $\tau$  はやはり  $\sqrt{c}$  に比例すると考えてよい。また(25)式で定まる転位の速度は  $\tau$  の複雑な函数となつてはいるが、常数に適当な値をいれてみると、実験で測定できる  $v$  の値に対しては近似的に(7)式がなり立つ。LiF について FLEISCHER が得た結果では室温で  $m \approx 10$ ,  $77^\circ\text{K}$  で  $m \approx 27$  でありそれぞれの温度における実験値  $m = 18 \sim 25$  および  $m = 36$  に近い。

多結晶体でも上の降伏点に達する前の応力-歪曲線を求めるには、結晶境界に堆積した転位群による応力集中を考える必要がないであろう。武内と池田<sup>46</sup>)は湿水素で処理した鉄多結晶の応力-歪曲線を  $-78^\circ\text{C}$  でいろいろの速度で測定した結果から、摩擦力の応力依存を求めた。すなわち、 $0.1\%$  の変形(試料はまだ降伏していない)に対する変形速度  $\dot{\epsilon}$  と応力  $\tau$  との関係は(9)式と同様の式であられるので、 $m$  の値が求まるのである。武内らは上記の鉄で  $m \approx 10$  の値を得ている。その後彼らは同じ材料から単結晶を作つて同様の測定を行なつてはいるが、 $m$  の値はほとんど変わりなかつた。珪素鉄単結晶(3.25%Si)中の転位移動速度を直接測定した結果<sup>10</sup>)では大体  $m \approx 40$  であり、なぜこのように相異なるかは興味深い問題である。

最近、STEIN, Low および SEYBOLT<sup>48</sup>)は炭素が  $5 \times 10^{-3} \text{p.p.m.}$  という炭素量の極端に少ない鉄単結晶の降伏点を測定し、 $77^\circ\text{K}$  における臨界せん断応力が、これまでの高純度鉄に比べて  $1/2$  以下 ( $8 \text{ kg/mm}^2$ ) になることを見出している。このように炭素量(多分窒素量も)低い鉄を用いた実験が進めば、格子間不純物原子の摩擦力におよぼす役割はかなり明りようになるであろう。

## VII. パイエルス力

パイエルス力というのは、転位を一本含むだけで、ほかには何も欠陥を含まない結晶中で、その転位を動かすのに必要な力のことである。PEIERLS<sup>49</sup>)が始めて理論的に取扱つたので、このように呼ばれている。パイエルス力が完全な結晶に塑性変形を起させる力よりもはるかに低いだらうということは次のようにして定性的に理解される。いますべり面の上の原子が下の結晶に対してずれるときのポテンシャルエネルギーを第24図のような正弦曲線であらわされるとしよう。転位ができると、すべり面の上の原子は第24図の白丸のように、ポテンシャルの谷底の数より1個余分に入つて、谷底からずれた位置にある。転位が左側に動くときには、転位の中心より左側の原子はエネルギーの高い方へ押し上げられ、右側の原子エネルギーの低い方へ落ち込む。このため転位が動くときの全体のエネルギーの変化は第24図のポテンシャルエネルギーの変化よりずつと少なくなる。PEIERLS はこのような考えに基いて、転位が動くときに必要な力を始めて計算した。この計算は NABARRO<sup>50</sup>)によつて繰返され、多少修正された。NABARRO の得た結果は

$$\sigma_p = \frac{2\mu}{1-\nu} \exp[-2\pi/(1-\nu)] \dots\dots\dots (24)$$

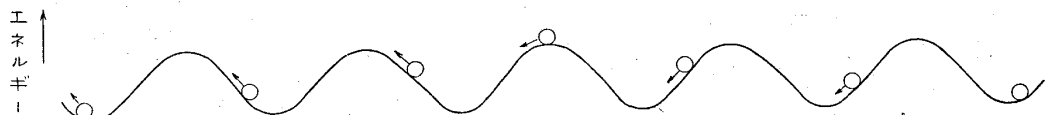
とかかれる。 $\sigma_p$  はパイエルス力、 $\mu$  は剛性率、 $\nu$  はポ

アツソン比である。  
銅の場合  $\mu = 4 \times 10^{11}$  dyne/cm<sup>2</sup>,  $\nu = 0.3$  とおくと  $\sigma_p \approx 1.2$  kg/mm<sup>2</sup> となる。この値はよく焼鈍された銅単結晶の塑性変形を起し始めるせん断応力、すなわち臨界せん断応力よりもかなり大きい、完全結晶の理論値の 1/100 以下である。また  $\sigma_p$  が 1.2 kg/mm<sup>2</sup> 位であると常温では転位は熱運動によつてエネルギーの山を乗り越えて進んでしまうので、転位の運動はもつと小さな応力で起こるのである。

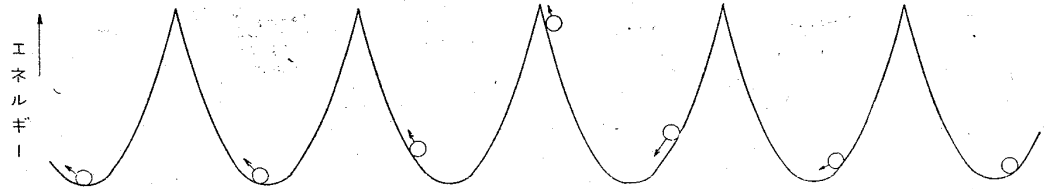
鉄とか金属間化合物、ダイヤモンドなどになると、パイエルス力は上のように簡単ではないだろうと考えられている。鉄の場合にはパイエルス力が非常に大きく 100 kg/mm<sup>2</sup> に近い<sup>30)</sup>と考へている研究者ともつと小さい<sup>48)51)</sup>と考へている人達もあるが、銅など面心立方格子をもつ金属よりかなり大きいことは確かと思われる。ダイヤモンドは現存する結晶のうち最も硬いが、これはパイエルス力が異常に大きいためであると考えられている。ダイヤモンドでパイエルス力が大きいのは、すべり面上の原子が変位するときのポテンシャルエネルギーが第 25 図のように頂上の尖つた山になつてゐるからである<sup>52)</sup>。この山を越すためには一個だけの原子がこの山の頂上附近にあるが、他の原子は低いところにあるために正負のエネルギー変化が打消し合わず、全体のエネルギーも大きく変化するためである。

ダイヤモンドで尖つた山のポテンシャルになるのは、ダイヤモンドの炭素原子の間に強い方向性をもつた結合があり、半原子間距離ずれても結合が切れないで、もとに戻そうとする力をおよぼしているかである。これに対して面心立方格子をもつ金属では原子間の結合は方向性をもたないので、ある程度ずれるとともに戻そうという力がほとんどなくなり、ポテンシャル・エネルギーは第 24 図のように大体正弦曲線であらわされる。鉄は体心立方格子をもち、原子間の結合に多少の方向性があると考えられる。そのために原子がずれるときのポテンシャル・エネルギーは正弦曲線からかなりはずれていると考えられる。そのためにパイエルス力は(24)で与えられるものよりかなり高いと考えられるのであるが、まだこの問題についての理論的な研究は行なわれていない。

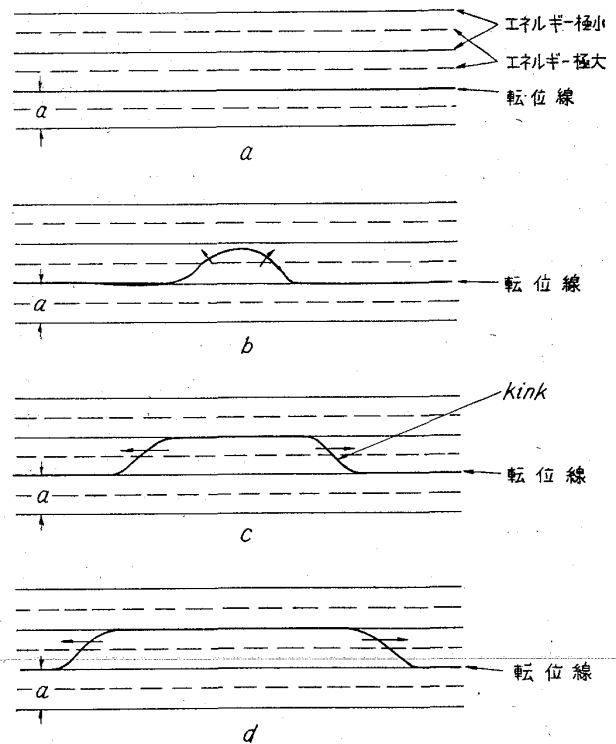
パイエルス力の大きな場合には、当然、パイエルス力



第24図 転位の移動に伴う各原子のエネルギー変化



第25図 ダイヤモンド中を転位が動くときの各原子のエネルギー変化



第26図 熱運動によつてパイエルス・エネルギーを乗り越える過程

と格子間不純物原子の摩擦抵抗の両方を考へなければならぬ。転位は一原子間距離動くと同じエネルギーになるはずであつて、パイエルス力のポテンシャル・エネルギーは一原子距離の周期で変る。このポテンシャル・エネルギーの谷は原子の最密にならんでゐる方向に平行であつてすべり面を上からみた図を描くと、第 26 図 a のように、最密原子列の間隔でポテンシャル・エネルギー最低の位置が平行にならび、その中間に最高の位置がある。転位はこのポテンシャルの谷底にそつて真直ぐになるとエネルギーが極小である。転位が真直ぐなまま山を越えて次の谷に移るためには、パイエルス力に等しい外力を加えなければならぬ。ところが第 26 図 b のように一部分だけが次の谷に移り、c、d のように移つた部

分が拡がっていくならば、もつと小さな力で、あまり大きくない活性化エネルギーの過程が可能になる。転位が隣の谷に移る途中の部分はエネルギーを最小にするようきまつた形をもつ。この部分を kink という。

パイエルのポテンシャルが正弦函数であらわされる場合に第 26 図のように転位が隣の谷に移るときの活性化エネルギー<sup>53)</sup>は

$$U = H_k \left[ 1 + \frac{1}{4} \ln \left( \frac{16\tau_p}{\pi\tau} \right) \right] \dots\dots\dots (25)$$

$H_k$  は 1 個の kink のエネルギーで

$$H_k = \frac{2a}{\pi} \left( \frac{2E_0 ab\tau_p}{\pi} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (26)$$

$\tau_p$  はパイエルス力、 $\tau$  は外力、 $E_0$  は転位の単位長さ当りのエネルギーで大体  $\mu b^2/2$ 、 $\mu$  は剛性率、 $b$  はバーガース・ベクトルの大きさである。CONRAD<sup>36)</sup>は(25)式を(23)式にいった転位速度の式を用いて、体心立方格子をもつ金属の低温の降伏点を詳しく議論している。

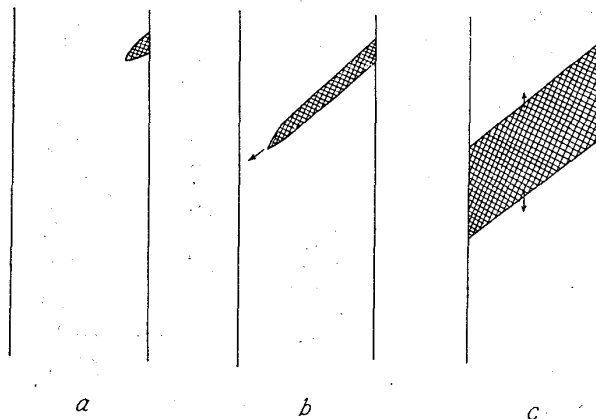
パイエルス力と格子間の不純物原子の共存を考えた定量的な理論は鉄に対してはまだ試みられていない。しかし類似の問題が Ge の場合に論じられている。CELLI, KABLER, 二宮, THOMSON<sup>54)</sup>は Ge 中の転位の移動速度を論じ、たんにパイエルス・ポテンシャルだけあるとしたときには、直接測定された移動速度と応力の関係を説明し得ないが、さらに不純物原子が kink の移動を妨げると考えると非常によく実験結果と一致することを示した。Ge では鉄よりもはるかにパイエルス力が大きいので転位はほとんど第 26 図 a のようにパイエルス・ポテンシャルの谷底にそつていることが、直接観察で確かめられている。それに比べて鉄の場合には必ずしもポテンシャルの底にばかりはいないようである。したがつて、CELLI らの計算をそのまま鉄に適用することはできないが、鉄についての理論をつくる上により参考となるであろう。

### VII. Lüders 帯

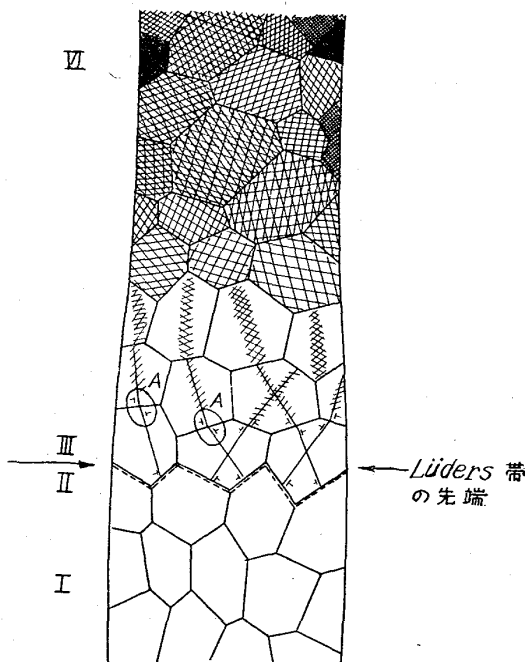
微量の炭素を含む鉄多結晶試料の降伏は多くの場合、Lüders 帯の伝播によつて起こる。降伏点で応力低下の起こる場合には必ず Lüders 帯の伝播がみられ、下の降伏点は Lüders 帯の伝播に必要な応力である。このような降伏点の挙動は体心立方格子をもつ金属では共通であつて、モリブデン<sup>55)</sup>、ニオブ<sup>56)</sup>、タンタル<sup>57)</sup>などで観察されている。面心立方格子をもつ金属、合金は、特別な条件の下で同様な挙動をする。すなわち、Cu-Zn<sup>58)</sup>、Cu-Sn<sup>58)</sup>、Ni-Mn<sup>59)</sup>、Cu-Be<sup>59)</sup>、Cu-Sb<sup>60)</sup>、Cu-Si<sup>48)</sup>、Al-Mg<sup>61)</sup>合金が適当な熱処理をされた場合、銅、ニッケ

ルを中性子で照射した場合<sup>62)</sup>にあらわれる。金属材料の加工には Lüders 帯の伝播による変形は 'stretcher 歪' を残すので具合が悪い。どのような条件で Lüders 帯が作られるか、またその場合 4 に述べた降伏点の理論がどのような修正をうけなければならないかといつたことについて以下述べよう。

まず引張試験で上の降伏点に近い応力を加えると、Lüders 帯がでかかると(第27図 a)。これがはつきり認められる頃には b のような成長が非常に急速に起き、試料の全断面を横切る。この途中で荷重を取去つても Lüders 帯の成長は阻止し得ないほど急速に起こる。Lüders 帯はその後 c のように幅を拡げるように成長する。下の降伏点は Lüders 帯の幅を拡げるのに必要な応力である。Lüders 帯が試料の長さの方向に成長しつづつあるときの変形の様子は大体第 28 図のようになっている。すなわ



第27図 Lüders 帯の形成と伝播



第28図 Lüders 帯先端附近の変形

ち I の領域では変形は全く起きていない。III の領域ではすべりが起きているが、まだ Lüders 歪までは変形していない。I の領域に近い結晶粒ほどすべりは少ない。II の領域は I と III の境の薄い層で、隣の結晶粒におきたすべりによつて応力集中を受けている。VI の領域では一定の歪 (Lüders 歪) に達している。

もし一つの結晶粒内の一つのすべり線上の転位による応力集中だけで、隣接する結晶内に転位を作つたり、または固着されている転位を動かすことができるならば、変形は第 28 図のように Lüders 帯に集中せず、試料全体に拡がってしまうだろう。しかし、もし、第 28 図の III の領域の結晶粒に、歪の勾配から応力集中があるとすれば、図の形で Lüders 帯が拡がるさいには荷重が低いので Lüders 帯から飛び出したすべり線があつてもその先の結晶粒にすべりを起こすことはできない。すなわち、Lüders 帯は安定である。

COTTRELL<sup>26)</sup> をはじめ、ほとんどの研究者は下の降伏点に対して(16)または(18)式が成立つと考へている。しかし上に述べたように Lüders 帯の III の領域に応力集中がないとすると、Lüders 帯は拡がる途中でくずれてしまわなければならない。III の領域の応力集中は II との境界からの距離によつて異なるであろう。II に隣接する結晶粒内の応力集中係数の平均値を  $\alpha$  とすると、(16)式は

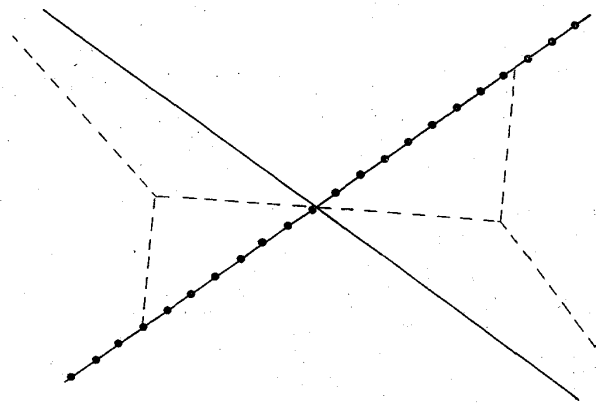
$$\tau_{ey} - 2\sigma_f + 4\sqrt{\delta} / \alpha (\rho_e - \sigma_f) d^{-1/2} \dots\dots\dots (27)$$

と書き換えられなければならない。鈴木<sup>25)</sup>は第 28 図に示した Lüders 帯の III の領域内の応力と転位に働く力との釣合いを論じて  $\alpha$  は大体 2 の程度であると結論した。この考え方によると(18)の結晶境界に転位を作る条件は(19)の代りに

$$2\sqrt{\delta_c} \sigma_c = 2 \cdot 2 \text{ kg/mm}^2 \dots\dots\dots (28)$$

となり、 $\delta_c = 8 \times 10^{-7} \text{ cm}$ 、 $\approx 32$  原子間距離となつて、FRANK が前に理論的に求めた条件よりも強い。

Lüders 帯が作られるためには、結晶境界に堆積した転位群による応力集中によつて、隣接する結晶にすべりを起こさせる前に、もとの結晶内を均一に変形させる必要がある。体心立方結晶では容易に交叉すべりを起こして第 15 図のように新しい転位源を作り、結晶を一様に変形させることができる。多結晶では隣接する結晶間にさげ目を作らないためには、一つのすべり系だけではなくいくつかのすべり系ですべりが起きなければならない。それで交叉すべり以外の方法で、しかも余分な応力を加えることなく別な転位源を動かさなければならない。それには第 29 図のような転位の反応を利用することができる<sup>68)</sup>。固着されている  $\frac{a}{2} [1\bar{1}\bar{1}]$  転位に動いている

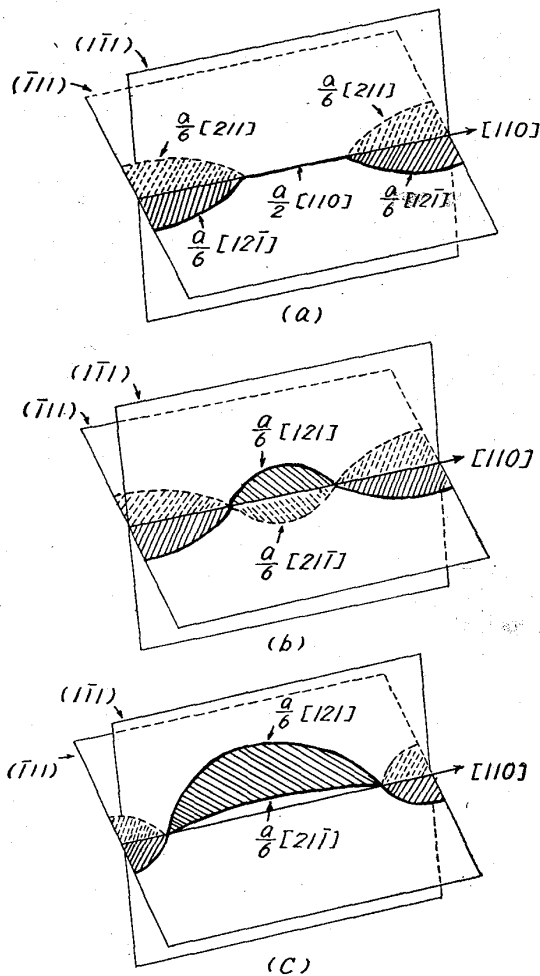


第29図 自由な転位と固着された転位が反応して新しい転位源を作る過程

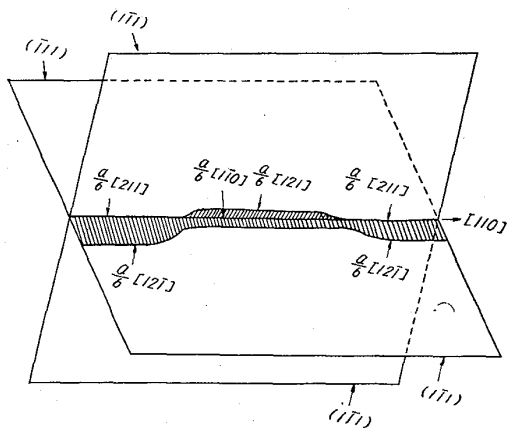
$\frac{a}{2} [111]$  転位が交わると、両転位が反応して  $a [100]$  転位を作ることができる。この反応で  $a [100]$  転位の一原子距離当り約 2 eV のエネルギーが解放される。他方  $\frac{a}{2} [1\bar{1}\bar{1}]$  転位は炭素原子一個当り約 1/2 eV の結合エネルギーで固着されている。したがつて、第 29 図の破線で示したように転位が外れて反応が起る。 $\frac{a}{2} [1\bar{1}\bar{1}]$  転位の固着点からはずれた部分は新しいすべり系の転位源として働くことができる。

体心立方結晶ではこのようにして、転位の動き始めた結晶内では容易に望み通りのすべりを起こすことができる。しかし一個の結晶内だけですべつたのではまわりの結晶からもとの形にもどそうとする力を受けるので、少量の変形しかおきない。隣接する結晶にも変形が起きると、もとにもどそうとする力が弱まるので、最初の結晶の変形はさらに進む。結晶粒の数倍の半径の領域で変形が起こると第 27 図の Lüders 帯の核となり、急速に成長する。しかし試料の直径が結晶粒直径の 10 倍以下では Lüders 帯の核を作ることもしないだろう。また、 $\sigma_e - \sigma_f$  が非常に小さいときには隣接する結晶ですべりを発生しやすいので、Lüders 帯を作らないであろう。

面心立方結晶で多くの場合 Lüders 帯が作られないのは、第 22 図にすでに示したように  $\sigma_1$  そのものが小さいことが主要な原因であるが、その他に体心立方結晶ほど容易に望み通りの変形を結晶内に起こし得ないためである。すなわち交叉すべりは降伏応力よりも大きな応力を加えないと起き得ないと考えられる<sup>64)</sup>からである。交叉すべりを起こし難いのは面心立方結晶中の転位は二つの半転位にわかれ、二つの半転位は互に  $60^\circ$  異なつた方向のバーガース・ベクトルをもっている。したがつて、転位全体としてラセン転位であつても、半転位は刃状転位の成分を含むため、別なすべり面にそのまま移ることができない。交叉すべりを起こすには第 30 図のように



第30図 拡張したラセン転位が別なすべり面に移る過程



第31図 拡張したラセン転位の別なすべり面に移る過程

拡張した転位が一度収縮する<sup>64)</sup>か、または第31図のように別な転位を作って交叉すべりを起こすのである。このような交叉すべりは加えられただけの外力では起き得ず、同一すべり面上の転位群に押されるなどして、局部的な応力集中を受けるときに起こると考えられている。

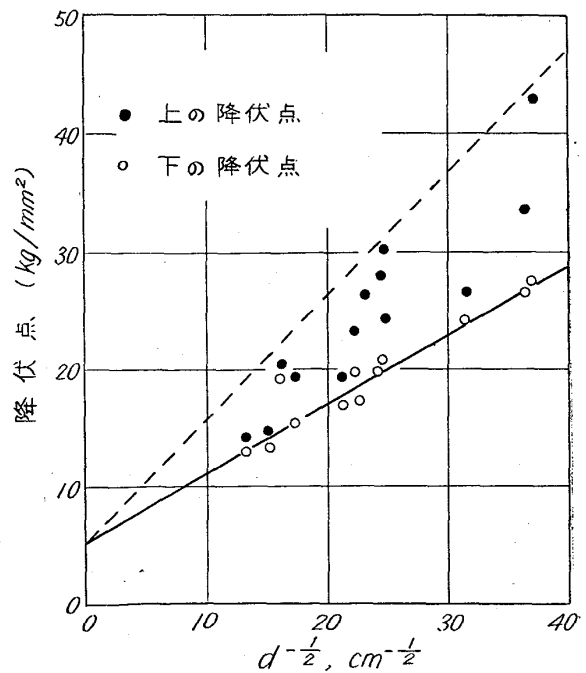
固着されている転位と自由な転位の反応は大体体心立方結晶と同様に起こるが、転位が拡張していても二

本の半転位のバーガース・ベクトルが異なっているため幾分複雑な過程を必要とする。しかし  $\sigma_i - \sigma_f$  が非常に大きければ、すでにすべりの起きている結晶内ですべることは容易になり、Lüders 帯を作りやすくなるだろう。Al-Mg 合金や中性子照射を受けた銅、ニッケルでは転位が非常に強く固着されていると考えられる。その他の合金で Lüders 帯があらわれるときには、特別に強く転位を固着するような熱処理が行なわれているのである。

### VIII. 上の降伏点の理論

鈴木<sup>65)</sup>の考えにしたがえば上の降伏点はきわめて簡単に導かれる。すなわち Lüders 帯ができるまでの変形に対しては、(18)式のように応力集中係数のはいらないのが上の降伏点を与え、応力集中係数のはいつたものが下の降伏点であるということになる。応力集中係数は2の程度であるから、上の降伏点  $\tau_{uy}$  と  $\tau_{ly}$  を  $d^{-1/2}$  に対して描くと、第32図のように傾斜の異なる直線になる。第32図は HALL<sup>65)</sup>の測定値と比較したもので、 $\tau_{uy}$  の測定値は散っているが大体の関係を満足している。

上の説明では、これまでに明らかにされてきた転位の数や、速度と応力の関係を取入れていない。したがって変形速度の影響、Lüders 帯の拡がる速度などを導き出すことはできない。まだそういうことを取入れた完全な理論はできていないが、半実験的な理論が最近 PETCH<sup>66)</sup>によつて試みられているので、それを次に述べよう。



第32図 鉄における上下の降伏点と結晶粒の大きさとの関係 (HALL<sup>65)</sup>による)

PETCH の理論は SUITS と CHALMERS<sup>67)</sup>による次の実験事実から出発する。すなわち、腐食孔を用いて転位を観察すると、上の降伏点においては定まった数の結晶粒内ではすでにすべりが起きている。このすべりは、たとえば、介在物のようなものが局部的な応力集中を起こし、それによつてすべりが起こるのであることを STEIN と LOW<sup>10)</sup>および HOLDEN<sup>68)</sup>らが示している。SUITS と CHALMERS の測定によると、単位体積中ですべりを起こした結晶粒の数は応力の高いほど多い。したがつて、この数は上の降伏点においては結晶粒が小さいほど多くなっている。しかしこの相異はあまり大きくないので、単位体積中ですべりを起こした結晶粒の数  $N$  は結晶粒の大きさに無関係に一定であると仮定する。上の降伏点附近での変形速度を考えてみると、変形は  $N$  個の結晶粒内だけで起きているから、これらの結晶粒内の変形速度は平均の変形速度の  $1/Nd^3$  倍になっている。ここに  $d$  は結晶粒の直径である。したがつて動いている転位に対する摩擦力は  $\sigma_{ou} + \Delta\sigma_0 \log_{10} 1/Nd^3$  である。ここに  $\sigma_{ou}$  は平均の変形速度に対する摩擦力、 $\Delta\sigma_0$  は変形速度を 10 倍にしたときの摩擦力の増加である。

上の降伏点  $\tau_{uy}$  はすべりを起こした結晶が隣の結晶粒にすべりを起させる応力とし、 $k_y d^{-1/2}$  は歪速度に無関係と仮定する。そのとき上の降伏点は

$$\tau_{uy} = 2\sigma_{ou} + 2\Delta\sigma_0 \log_{10} 1/Nd^3 + k_y d^{-1/2} \dots (29)$$

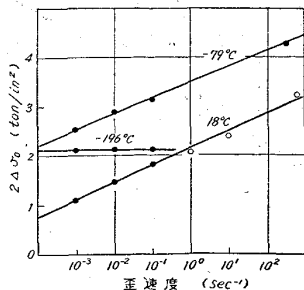
ここで、結晶が大きくなると  $Nd^3$  が 1 に達する。これ以上になつては意味がないから、 $d$  がそれ以上大きいときには  $Nd^3$  を 1 とする。PETCH は下の降伏点は

$$\tau_{ly} = 2\sigma_0 + k_y d^{-1/2}$$

であると考えている。

(29)式の  $\Delta\sigma_0$  は実験的にきめられる。第33図はその測定結果である。 $N$  を 10,  $10^2$ ,  $10^3$  としたときの  $\Delta\sigma_0 \times \log_{10} 1/Nd^3$  を、第33図の結果を用いて計算してみると、 $18^\circ\text{C}$  に対しては第34図のようになる。

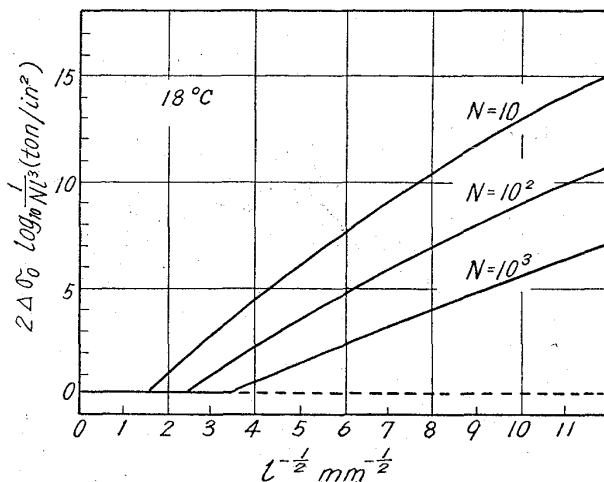
上の降伏点は局部的な応力集中によつて影響されて測



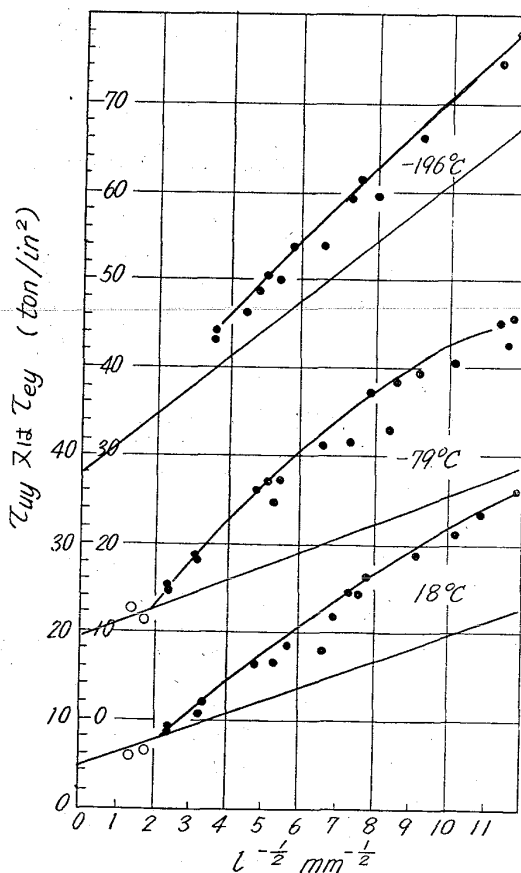
第33図 摩擦力におよぼす歪速度の影響

●-PETCH, ○ MARSH と CAMPBELL<sup>69)</sup>, CAMPBELL と MAIDEN<sup>70)</sup>

定は難しい。PETCH は直径 5/16 吋の軟鋼棒を線引して直径 1/8 吋、長さ 25 吋の試料を作つた。この中央部約 2 吋だけを真空焼鈍していろいろの結晶粒度にした。変形速度は  $2 \times 10^{-4} \text{sec}^{-1}$  であつた。第35図は測定結果である。黒丸は上の降伏点で、下の降伏点は測定値をかかず、直線だけで示してある。上の降伏点は(29)式



第34図 3つの  $N$  の値に対する  $18^\circ\text{C}$  における  $\Delta\sigma_0 \log_{10} 1/Nd^3$  (PETCH<sup>66)</sup>による)



第35図 上の降伏点と下の降伏点の測定値。40 t/in<sup>2</sup> までの縦軸のスケールは  $18^\circ\text{C}$  の測定結果に対するものである (PETCH<sup>66)</sup>による)



で  $N$  が 10 から 100 のときに測定値と大変良く一致する。

PETCH の理論は半実験的なもので、なぜ Lüders 帯が崩れないで広がるかを説明できない。鈴木 の理論はこの点を説明し得るが、上の降伏点の実験結果と一致しない。これらの短所を補つて、より完全な理論の完成を待たなければならない。

### 文 献

- 1) A. H. COTTRELL: Strength of Solids, (1948), Phys. Soc., London, p. 30
- 2) A. H. COTTRELL and B. A. BILLY: Proc. Phys. Soc. (London) A62 (1949), p. 49
- 3) A. H. COTTRELL: Relation of Properties to Microstructure, (1954), A.S.M., Cleveland, p. 131
- 4) E. R. PARKER and T. H. HAZLETT: Relation of Properties to Microstructure, (1954), A.S.M. Cleveland, p. 30
- 5) H. SUZUKI: Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, (1957), John Wiley & Sons, p. 361
- 6) P. A. FLINN: Strengthening Mechanisms in Solids, (1962), A.S.M., p. 17
- 7) R. L. FLEISCHER and W. R. HIBBARD, Jr: Proceedings of the Conference on the Relation between Structure and Strength in Metals and Alloys, (1963), Her Majesty's Stationery Office, London, p. 261
- 8) W. G. JOHNSTON and J. J. GILMAN: J. Appl. Phys., 30 (1959), p. 129
- 9) W. G. JOHNSTON: J. Appl. Phys. 33 (1962), p. 2716
- 10) D. F. STEIN and J. R. LOW, JR: J. Appl. Phys., 31 (1960), p. 362
- 11) 鈴木秀次: 金属物理, 10 (1964), p. 47
- 12) J. J. GILMAN and W. G. JOHNSTON: Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, 1957, John Wiley and Sons, p. 116
- 13) W. G. JOHNSTON and J. J. GILMAN: J. Appl. Phys. 13 (1960), p. 632
- 14) J. WASHBURN, G. W. GROVES, A. KELLY and G. A. WILLIAMSON: Phil. Mag. 48 (1960), p. 991
- 15) J. R. LOW, JR. and A. M. TURKALO: Acta Met. 10 (1962), p. 215
- 16) C. WERT: Modern Research Techniques in Physical Metallurgy, (1953), A.S.M., p. 225
- 17) このような現象は Si 中の Ni について極めて直観的に証明されている。  
M. YOSHIDA, Y. YAMAGUCHI and H. AOKI: J. Phys. Soc. Japan 17 (1962), p. 1676
- 18) T. SUZUKI: Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, (1957), John Wiley and Sons, p. 215
- 19) S. AMELINCKX: Acta Met. 6 (1958), p. 34
- 20) G. T. HAHN: Acta Met. 10 (1962), p. 727
- 21) 武内朋之: 金属物理 9 (1963), p. 115
- 22) 例えば E. O. HALL: Proc. Phys. Soc. London 64-B (1951), p. 747
- 23) N. J. PETCH: J. Iron & Steel Inst. (U.K.), 173 (1953), p. 25
- 24) J. R. LOW, JR: Relation of Properties to Microstructure, (1954), A.S.M. p. 163
- 25) H. SUZUKI: Proc. of the Conference on the Relation between Structure and Strength in Metals and Alloys, (1963), Her Majesty's Stationery Office, London, p. 517
- 26) A. H. COTTRELL: Proc. of the Conference on the Relation between Structure and Strength in Metals and Alloys, (1963), Her Majesty's Stationery Office, London, p. 455
- 27) N. J. PETCH: Phil. Mag. 3 (1958), p. 1089
- 28) R. M. FISHER and A. H. COTTRELL: 印刷中文献(26)をみよ
- 29) R. M. FISHER: Deformation of Iron, 学位論文, Cambridge 大学 (1962): 文献(26)をみよ
- 30) A. A. JOHNSON: Acta Met. 8 (1960), p. 737
- 31) J. HESLOP and N. J. PETCH: Phil. Mag. 1 (1956), p. 866
- 32) R. L. FLEISCHER: Acta Met, 10 (1962), p. 835
- 33) Z. S. BASINSKI and J. W. CHRISTIAN: Aust. J. Phys. 13 (1960), p. 299
- 34) H. CONRAD: J. Iron and Steel Inst. (U.K.), 198 (1961), p. 364
- 35) H. CONRAD and S. FREDERICK: Acta Met. 10 (1962), p. 1013
- 36) H. CONRAD: Proc. of the Conference on the relation between Structure and Strength in metals and Alloys, (1963), Her Majesty's Stationery Office, London, p. 475
- 37) B. L. MORDIKE and P. HAASEN: Phil. Mag. 7 (1962), p. 459
- 38) J. C. FISHER: Acta Met. 6 (1958), p. 13
- 39) N. F. MOTT and F. R. N. NABARRO: Strength of Solids, (1948), Phys. Soc. London, p. 1
- 40) N. F. MOTT: Imperfections in Nearly Perfect Crystals, (1952), John Wiley & Sons, p. 173
- 41) R. L. FLEISCHER: Acta Met. 9 (1961), p. 996
- 42) R. L. FLEISCHER: J. Appl. Phys. 33 (1962), p. 3504
- 43) R. L. FLEISCHER: Acta Met. 11 (1963), p. 203
- 44) A. CRACKNELL and N. J. PETCH: Acta Met 3 (1955) p. 186
- 45) C. WERT: Trans. AIME 188 (1950), p. 1242
- 46) T. TAKEUCHI and S. IKEDA: J. Phys. Soc. Japan 18 (1963), p. 488

- 47) 武内朋之, 池田省三: 日本物理学会, 昭和38年秋の分科会講演予稿集 1, p. 143
- 48) *D. F. STEIN, J. R. Low, JR. and A. U. SEYBOLT*: *Acta Met.* 11 (1963), p. 1253
- 49) *R. PEIERLS*: *Proc. Phys. Soc.* 52 (1940), p. 34
- 50) *F. R. N. NABARRO*: *Proc. Phys. Soc.* 59 (1947), p. 256
- 51) 北島一徳: 鉄の塑性変形および脆性破壊に関する基礎的研究; 九州大学応用力学研究所報告, 第19号 (1962)
- 52) *H. SUZUKI*: *J. Phys. Soc. Japan* 18 (1963), Suppl. I, p. 182
- 53) *A. SEEGER*: *Phil. Mag.* 1 (1956), p. 651
- 54) *V. CELLI, M. KABLER, T. NINOMIYA and R. THOMSON*: *Phys. Rev.* 131 (1963), p. 58
- 55) *R. P. CARREKER and R. W. GUARD*: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 206 (1956), p. 178
- 56) *E. T. WESSEL*: *J. Metals*, 9 (1957), p. 930
- 57) *J. H. BECHTOLD*: *Acta Met.* 3 (1955) p. 249
- 58) *M. KURODA*: *Sci. Papers Inst. Phys. Chem. Research, Tokyo*, 34 (1938), p. 1528
- 59) *C. A. EDWARDS, D. L. PHILLIPS and Y. H. LIU*, *J. Iron & Steel Inst. (U.K.)* 147 p. 145
- 60) *L. M. T. HOPKIN*: *J. Inst. Metals*, 84 (1955~6), p. 102
- 61) *V. A. PHILIPS, A. J. SWAIN and R. EBORALL*: *J. Inst. Metals*, 81 (1953), p. 625
- 62) *M. J. MAKIN and F. J. MINTER*: *Acta Met.* 8 (1960), p. 691
- 63) *D. McLEAN*; *Mechanical Properties of Metals*, 1962, John Wiley and Sons, p. 220
- 64) *A. SEEGER*: *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, 1957, John Wiley and Sons, p. 243
- 65) *E. O. HALL*: *Proc. Phy Soc. (London)* 64-B (1951), p. 747
- 66) *N. J. PETCH*: *Acta Met.* 12 (1964), p. 59
- 67) *J. C. SUITS and B. CHALMERS*: *Acta Met.* 9 (1961), p. 854
- 68) *J. HOLDEN*: *Acta Met.* 8 (1962), p. 424
- 69) *K. J. MARSH and J. D. CAMPBELL*: *J. Mech. Phys. Solids*, 11 (1963), p. 49
- 70) *J. D. CAMPBELL and C. J. MAIDEN*: *Phil. Mag.* 3(1958), p. 872