高濃度固溶体の硬化機構

坂 本 正 雄*

1. はじめに

多くの場合、結晶性固体の降伏強度は不純物原子を固溶させると増大する。この現象を固溶体硬化と呼ぶが、実用構造物の強化法とも関連して、ここ数十年、転位論の中心課題の1つとなっている。

固溶体硬化の理論には、Mott-Nabarro⁽¹⁾に始まる摩擦硬化説と Cottrell⁽²⁾に端を発する固着硬化説がある。前者は乱雑に分布した溶質原子の、転位の運動に対する摩擦力[†]が降伏強度を決定するというもので、後者は転位の周囲に形成された溶質原子雰囲気から、転位が離脱する過程を重視するものである。

面心立方合金のように、通常、転位が拡張していると考えられる結晶系では、交差すべりによる転位の増殖が困難なために、固着されている Frank-Read 源が活動する条件により降伏強度が決定されるという、固着硬化の理論を展開する、鈴木(秀)⁽³⁾らのグループがある。この型の理論には、固溶体濃度による理論の適用限界が特でない。

一方、Johnston と Gilman⁽⁴⁾が降伏現象を転位速度、増殖率、初期転位密度、加工硬化率、歪速度、試験機系の剛性率等より見事に導き出して以来、転位の運動速度と摩擦抵抗の関係より降伏強度を論じる研究者が多くなり、現在のところ、体心立方合金、イオン結晶、半導体結晶などの、交差すべり等により転位の増殖が容易な結晶系には、前述の摩擦硬化の理論を適用すべきであると考えられている⁽⁵⁾。さらに、面心立方合金においても、鈴木(平)⁽⁶⁾を中心とするグループ、および国外の研究者達は摩擦硬化の理論を展開している。

摩擦硬化の理論としては、その後、転位が溶質原子を1個ずつ独立に乗り越えて運動すると仮定する低濃度合金の硬化理論が、Mott⁽⁷⁾、Friedel⁽⁸⁾、Fleischer⁽⁹⁾、鈴木(平)⁽¹⁰⁾、によって発表された。これらの理論では溶質

原子の乱雑分布を巧みな規則配列で近似して降伏強度を導いているが、乱雑分布そのものを電子計算機内に作り出して、そこを通る転位の運動を直接シミュレートする方法が、Foreman-Makin⁽¹¹⁾、Kocks⁽¹²⁾により考案された。その結果によれば、Friedel、Fleischer、鈴木(平)の理論が乱雑分布をかなりの精度で取り入れていることが明らかになっている⁽⁶⁾。

ところで、転位が溶質原子を1個ずつ独立に乗り越えて運動するという仮定は理論の適用範囲を低濃度に限定する。すなわち、高濃度固溶体においては、溶質原子は互いに接近しているが、転位はその強い線張力のゆえに、溶質原子を1個ずつ独立に乗り越えられるほどジグザグに湾曲できないのである。この点を考慮したのが、古くは前述の Mott-Nabarro であり、その後 Riddhagni-Asimow⁽¹³⁾、Labusch⁽¹⁴⁾、Boser⁽¹⁵⁾、筆者らの電算機シミュレーション⁽¹⁶⁾が続いている。

本小論では、高濃度固溶体の降伏強度を、まず固着硬化の立場から解説し、次に摩擦硬化で用いられてきた低濃度の仮定の適用限界について触れた後、高濃度固溶体を対象にした幾つかの摩擦硬化理論を紹介する。さらに摩擦硬化と固着硬化の両者を結びつけた取り扱い⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾より、高濃度固溶体の融点の約 $\frac{1}{4}$ ~ $\frac{2}{3}$ の温度領域でよく現われる、あまり温度に依存しない、いわゆる plateau stress の説明を試みる。なおパイエルス応力 τ_P の大きな体心立方合金や半導体結晶等では、 τ_P と溶質原子の効果を複合させた取り扱いが必要である。これに関しては竹内⁽¹⁹⁾、鈴木(秀)⁽²⁰⁾、角野⁽²¹⁾の解説を参照されたい。

2. 固着硬化の理論

この理論の解説は鈴木(秀)⁽²²⁾により詳しくなされているので、ここではその概略を述べ、若干の議論を加えたい。

溶質原子が十分に拡散可能な状態では、体系の自由エ

* 大阪大学助手；工学部精密工学科
Hardening Mechanism in Concentrated Solid Solutions;
Masao Sakamoto (Dept. of Precision Eng., Faculty of
Eng., Osaka Univ., Suita)
1981年4月6日受理

† パイエルス応力 τ_P が大きい結晶では、この摩擦力は τ_P と溶質原子の効果を複合したものになる。

エネルギーが極小になるように転位の周囲に溶質原子の雰囲気形成される。転位を含む結晶の自由エネルギー G は、雰囲気形成前のヘルムホルツの自由エネルギー、剛性率の変化によるエネルギーの変化、濃度変化に伴う原子直径の変化の際になされる仕事、合金の濃度勾配によるエネルギー変化の和として与えられ、その極小の条件は変分 $\delta G=0$ である。これを解くと、転位周辺の溶質原子の濃度分布が求まる。この濃度分布より転位を固着するポテンシャル場を計算できる。その結果によれば、らせん転位でも Al 合金以外の面心立方合金においては、通常拡張して刃状成分を持つ 2 本の部分転位に分かれているので、刃状転位ほどにはないが、この雰囲気よりらせん転位を抜けださせるには相当の外力を要することになる。この拡張したらせん転位に対する固着ポテンシャルの形状は V 字形になるので、この雰囲気より転位が脱出するための活性化エネルギー $U(\tau)$ は解析的に計算でき

$$U(\tau) = 4[2b(w-\Delta)^3 \Gamma \tau_0 (1-\tau/\tau_0)]^{1/2} (3\tau/\tau_0)^{-1} \quad (1)$$

となる。 b は完全転位のバーガース・ベクトル、 Γ は転位の線張力、 τ_0 は 0 K で転位を雰囲気より脱出させるのに必要な応力、 τ は外部応力、 w は拡張転位の幅で Cu-2 原子%Al のとき約 $3b$ であり、 Δ はポテンシャルの底が丸くなっているための補正で約 $0.5b$ の大きさである。一定歪速度の変形に対しては、変形温度 T と降伏時の U との間に U/T が定数になる関係がある。この定数の値を適当に選べば、式 (1) より求められる降伏応力 $\tau_y^\dagger$ の温度依存性は図 1 に示すようになり、計算値と実測値がよく一致すると言える。

図 1 固着硬化の理論より求めた降伏応力(実線) ⁽²²⁾。

この理論では、「面心立方合金における広く拡張した転位は容易に交差すべりを起こさず、すべり運動中に自己増殖しない。よって多くの固着されている Frank-

Read 源が活動しなければ多量の運動しうる転位が作られず、塑性変形は起き得ない」と考えている。もし熱活性化過程によって最初から結晶中に存在している Frank-Read 源より転位を増殖させる以外に、容易に可動転位を生み出す機構があれば τ_y は転位の摩擦抵抗により決まるであろう。またこの降伏強度の理論は原子拡散が終わる温度 T_c 以下の温度範囲を対象に作られたものである。 T_c 以上では Frank-Read 源の活動を抑えている雰囲気そのものが小さくなるので、降伏応力は式 (1) で与えられる以上に温度上昇と共に著しく減少する。加えて、降伏応力の値は原理上歪速度に依存することになるので、 T_c 以上の温度領域において測定される、あまり温度に依存しない歪速度にも依存しない、いわゆる plateau stress を記述することはできない。

3. 低濃度固溶体近似の適用限界

転位が乱雑に分布した溶質原子を 1 個ずつ独立に乗り越えて運動するという低濃度の仮定は高濃度固溶体に適用できない。これを Fleischer⁽⁹⁾の理論に筆者なりの解釈を加えた形で考察する。

すべり面上に面積を持たない点障害^{††}を乱雑にばらまき、外部応力を τ とし、曲率半径 r を持った転位 dd' を 2 つの点障害 S_i, S_{i-1} に接触させて置く。一般には、図 2 のように dS_i 間において他の点障害に接触しない。この転位弧 dd' は閉じて円を作るのではなく、現実の結晶内転位のように点障害の部分で折れ曲がった、全体として真直に近い形を取らねばならないので、図 2 に示す弧 dS_i を外部応力 τ に従って反時計回りに回転させる。

図 2 転位に接触する点障害の平均間隔 L 。

この回転により弧 dS_i と接触した j 番目の点障害を $S_{i+1,j}$ とし、そのときの回転角を θ_{ij} 、弦 $S_i S_{i+1,j}$ の長さを L_{ij} とする。ただし、 $0 < \theta_{i1} < \theta_{i2} < \dots < \theta_{ij} < \theta_{i,j+1} < \dots < \pi$, $2r > L_{i1} > L_{i2} > \dots > L_{ij} > L_{i,j+1} > \dots > 0$ である。そうすると、この回転により弧 $S_i S_{i+1,j}$ の掃いた面積は平均として 1 個の点障害の占める面積 l^2 に等しいので、 θ_{ij} および L_{ij} の平均値を θ 並びに L とおけば、

$$L^2 \theta / 2 \approx l^2 \quad (2)$$

である。ここで何番目に接触した点障害を次に転位が平衡位置でひっかかっている点障害 S_{+1} とするとかはまだ

^{††} 面積を持たない点障害など実在しないが、説明の都合上この表現を用いる。

[†] 正確には 1 本の転位に加わる応力であるから、転位の多体効果を考慮しなければ降伏応力に結びつけられない。しかしこの多体効果の問題は現在の重要テーマの 1 つでもあり、本稿では取り扱えないので、以下の節においても一応このように 1 本の転位に働く応力を直接降伏応力に結びつけることにする。

決まらない。ただ全体として真直になるように選ぶだけである。同様の操作により、転位弧の連鎖 $S_i, i=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ を作れば、任意の i に対して式(2)が成立する。このとき点障害に働く力の平均 F は

$$F \approx 2\Gamma \sin(\theta/2) \approx \tau b L \quad (3)$$

である。式(2)と式(3)より、 $0 < \theta \ll 1$ のとき

$$L \approx (2\Gamma l^2 / \tau b)^{1/3} \quad (4)$$

となる。転位に接触している点障害の平均間隔 L はこの式(4)で与えられ、外部応力 τ の小さいほど大きいことが分かる。次に式(4)を式(3)に代入して

$$\tau \approx 2 \sin^{3/2}(\theta/2) \Gamma / b l \quad (5)$$

を得る。いま点障害の強度を θ_s として式(5)の θ に代入すれば、このときの τ が降伏応力 τ_y を与える。また $l^2 = b^2 / ac$, c は溶質原子濃度, a は c をすべり面上の濃度へ換算するための係数, を用いると式(5)は

$$\tau = 2^{-1/2} b^{-2} a^{1/2} F^{3/2} \Gamma^{-1/2} c^{1/2} \quad (5a)$$

と書け、降伏応力が $c^{1/2}$ に比例するという重要な結果を導ける。

このように Fleischer は簡単なモデルより低濃度固溶体の降伏応力を導いたが、平均値 θ を点障害の強度 θ_s に直接結びつけてよいという明確な根拠はない。つまり点障害の配置により θ_{ij} は大きくばらつくが、転位は θ_{ij} の大きくなっている部分より障害を乗り越えて運動するので、結果として θ_{ij} の大きな部分はなくなり、 θ_s より小さいものだけを残す[†]。前に述べた何番目に接触する点障害を選ぶかは、このような過程で決まるが、その結果降伏応力 τ_y の平均値 θ は θ_s より小さくなり、 θ_s を式(5)に代入して得た τ_y は実際より大きく見積ることになる。したがってより正確には平均値 θ だけでなく θ_{ij} のゆらぎを考慮しなければならない。

Fleischer のモデルはこのような欠点を含み、また 1 つの点障害を乗り越えた転位は運動エネルギーの助けにより次の障害を乗り越えやすくなるという、特に低温では重要な因子になるとされる運動転位の慣性効果⁽⁶⁾も無視しているが、静的な釣合の問題に限った硬化理論としては一応の成功を収めている。しかしながら、この型の低濃度固溶体を対象にした理論では、個々の点障害が 1 個ずつ独立に転位と相互作用すると仮定しているために、ここで取りあげる高濃度固溶体には適用できない。すなわち実際の障害物は溶質原子であるから、転位と相互作用する領域は通常 nb 程度 ($n=1 \sim 2$) の広がりを持つ。したがって転位が 1 個のひっかかっている溶質原子を乗り越える過程において、その前進しようとする転位線分より約 nb 以内の距離にある、完全に点状としたと

きには転位と相互作用しないはずの、ひっかかっている溶質原子までが同時に相互作用することになる。つまり転位は同時に多数個の溶質原子を乗り越えねば前進できないが、これは式(5)を用いると障害の強度 θ_s が大きくなったと解釈されるので、降伏応力 τ_y は低濃度固溶体の硬化理論の予測より大きくなるであろう。このような現象の無視できない場合を高濃度固溶体と呼ぶことにして、次に上述の低濃度固溶体近似が適用できなくなる限界を導いてみる。

転位が 1 個の溶質原子を乗り越えて前進すれば平均として l^2 の面積を掃く。この過程において転位と溶質原子が相互作用しているのは、転位がその溶質原子の部分 nb 程度前進する間つまり nbL の面積を掃く間と考えられる。この間に他の溶質原子と接触してはならないが、平均して l^2 の面積を掃けば 1 個の新しい溶質原子を見出すのであるから、少なくとも $nbL < l^2$ が必要である。式(4)および $\Gamma \approx \mu b^2 / 2$, $l^2 = b^2 / ac$ の関係を用いるとこの条件は

$$a^2 n^3 c^2 \mu / \tau < 1 \quad (6)$$

となる。ここで μ は剛性率である。つまり溶質原子濃度が高くなればもちろんのこと、さらに転位が溶質原子を熱活性化過程により乗り越える現象を障害の強度 θ_s の低下として扱うならば、温度上昇と共に τ は減少することになるので、その結果低温では式(6)が満足されていても、温度の上昇にしたがって式(6)は成立しにくくなり低濃度固溶体近似を適用できなくなる場合がある。たとえば、Al-1.1 原子% Mg では、室温において $\tau_y = 6.9$ MPa⁽²³⁾, $\mu = 27$ GPa, $a = 4 / \sqrt{3}$ であるから、 $n \approx 1$ においても式(6)の左辺の値は 2.3 となるので、この場合には高濃度固溶体としての取り扱いが必要であろう。

4. 高濃度固溶体に対する摩擦硬化の理論

高濃度固溶体においては、多数の近接した溶質原子の作る応力場が互いに重なり合って、すべり面上に大きな内部応力のゆらぎを発生しており、転位はその内部応力のゆらぎを、すなわち 1 度に多数個の溶質原子を乗り越えて運動しなければならないために、低濃度固溶体の場合とは異なった取り扱いが必要である。

高濃度固溶体での転位の運動を最初に解いたのは Mott-Nabarro⁽¹⁾ であるが、彼らの理論の解説は鈴木(秀)⁽⁶⁾によりなされている。また Labusch⁽¹⁴⁾ は分布関数の方法によりこの問題を取り扱っているが、彼の理論は角野⁽²⁴⁾により解説されている。ここではそれら以外の重要な示唆を含むと思われる理論を紹介する。

(1) Riddhagni-Asimow の理論⁽¹³⁾

転位は直線状に配置するよりも、溶質原子との相互作用の結果、ジグザグに湾曲してその自由エネルギーを減

[†] 言い換えれば強い障害分布だけを残そうとするのである。Fleischer とは異なった発想(最大の障害が降伏強度を決める)に基づいている鈴木(平)の理論⁽¹⁰⁾ではこの点に注目している。

少させる。この考えはすでに Mott⁽⁷⁾や Friedel⁽⁸⁾により低濃度固溶体の硬化理論として発表されているが、これを高濃度固溶体へ拡張したのが Riddhagni-Asimow の理論である。

図 3 のように転位は直線 AC に配置していたとする。転位が動いて三角形 ABC になると、 $N \ll R$ として、転位線は $Nb/2R$ だけのびるからそのエネルギー増 E_1 は $E_1 \approx \Gamma N^2 b/2R$ である。次に転位線に平行な R 個の原子列を考えると、各原子列に溶媒の A 原子と溶質の B 原子の入る確率は二項分布するので、A 原子の入る個数の分散は $c(1-c)R$ である。ここで c は B 原子の濃度であ

図 3 転位運動の要素過程。

る。各原子列の A 原子 1 個を B 原子で置換したときのエネルギー変化を W_{ij} , ij は原子列の番号とする。転位が Nb 移動したとき $W_{ij} \rightarrow W'_{ij}$ に変化するなら、この移動によるエネルギー変化 $W'_{ij} - W_{ij}$ の分散は $c(1-c)R(W'_{ij} - W_{ij})^2$ である。結局長さ Rb の転位が Nb だけ移動したときのエネルギー変化の全分散 σ_N^2 は転位線周囲の全原子列の分散を加え合わせて

$$\sigma_N^2 = c(1-c)R \sum_i \sum_j (W'_{ij} - W_{ij})^2 \quad (7)$$

となる。この和をらせん転位、刃状転位およびらせん、刃状の各半転位に対する剛性率効果ならびに寸法効果について計算すればどの場合も、 $0 < N < 3$ において

$$\sigma_N \approx \epsilon Nb R^{1/2} [c(1-c)]^{1/2} \quad (8)$$

となる。なお ϵ は相互作用力に比例するものである。よって長さ Rb の転位が Nb だけ移動したときのエネルギー変動は、 R が大きいとして中心極限定理を用いると、平均値が零で分散 σ_N^2 の正規分布を示すとみなせる。したがって図 3 の直線 AC がエネルギーの平均値にあるとして、それが ABC または AB'C へ動いたときにそのエネルギー減少量が共に δE を越えない確率 $P(\delta E)$ は、 $\text{erf}(x)$ を誤差関数として

$$P(\delta E) = \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \text{erf}(\delta E / \sqrt{2} \sigma_{N/2}) \right]^2 \quad (9)$$

となる。 δE のメディアン δE_m は $P(\delta E) = 1/2$ より求まり確率表から $\delta E_m = 0.545 \sigma_{N/2}$ となる。また転位の自由エネルギーの単位長さ当りの変動 $\delta E_T/Rb$ は、 E_1 と δE_m より求まり、さらに転位の安定な配置は自由エネルギー極小の条件 $\partial(\delta E_T/Rb)/\partial(Rb) = 0$ より決まるので

$$\delta E_T/Rb = -0.105 \epsilon^{4/3} [c(1-c)]^{2/3} \Gamma^{-1/3} N^{2/3} \quad (10)$$

となる。ABC より ABC' への移動を転位運動の要素過

程と考えれば、そのエネルギー障害は $-\delta E_T$ とみなせる。よってこの移動に伴うエネルギー変動を振幅 $\delta E_T/2$ 、周期 $Nb/2$ の三角関数で近似し、 $N=1$ とおくと 0 K における降伏応力 τ_0 は

$$\tau_0 \approx 0.66 b^{-2} \epsilon^{4/3} \Gamma^{-1/3} [c(1-c)]^{2/3} \quad (11)$$

となる。 $\tau_0 \propto \epsilon^{4/3} \Gamma^{-1/3} c^{2/3}$, $0 < c \leq 1$ の関係は Labusch⁽¹⁴⁾ も導いており、 $\tau_0 \propto \Gamma^{-1/3}$ は筆者らの結果⁽¹⁶⁾ と一致する。なお、転位運動の要素過程を三角形に近似するのは後で述べる図 4 の転位配置からみて妥当といえるが、彼らの行った、式(9)のメディアン δE_m を用い、 $N=1$ とおき扱いは根拠に乏しい。

(2) Boser の理論⁽¹⁵⁾

高濃度固溶体の多くは図 1 のように融点の約 $1/3 \sim 2/3$ の温度領域においてあまり温度に依存しない比較的高い降伏応力 (plateau stress) を示す。温度依存性があまりない点に注目すれば、plateau stress を生ぜしめる障害物は、転位が熱活性化過程で乗り越えられない性格のものと一応考えられる。Boser はそのような障害物として乱雑に分布する高濃度溶質原子を考えた。

x - z 面をすべり面とし、 z 軸上にある長さ L の真直な転位線を考え、これに平行な $\delta \times d \times L$ の直方体区画によってその周囲を分割する。座標 (x, y) にある溶質原子と転位との相互作用力を $f(x, y)$ とし、 ij 番目の区画の中心の座標を (x_i, y_j) とすれば、転位に働く単位長さ当りの力 K は次のようになる。

$$K = L^{-1} \sum_i \sum_j m_{ij} \bar{f}_{ij} \quad (12)$$

$$\bar{f}_{ij} = \frac{1}{\delta d} \int_{x_i - \delta/2}^{x_i + \delta/2} \int_{y_j - d/2}^{y_j + d/2} f(x, y) dx dy \quad (13)$$

ここで m_{ij} は ij 番目の区画内にある溶質原子の数である。 m_{ij} は確率変数であるから K の期待値 $E(K)$ および分散 $V(K)$ は

$$E(K) = L^{-1} \sum_i \sum_j \bar{f}_{ij} E(m_{ij}) = 0 \quad (14)$$

$$V(K) = L^{-2} \sum_i \sum_j (\bar{f}_{ij})^2 V(m_{ij}) \quad (15)$$

である。溶質原子濃度を c 、1 区画に入る原子数を n とすれば、 m_{ij} は $E(m_{ij}) = nc$, $V(m_{ij}) = nc(1-c)$ である二項分布を示すので

$$V(K) = nc(1-c) L^{-2} \sum_i \sum_j (\bar{f}_{ij})^2 \quad (16)$$

となる。またこの分布より取り出した標本 K の最大の期待値 $K_{\max}$ は、その試行回数を λ として

$$K_{\max} \approx E(K) + [2V(K) \ln \lambda]^{1/2} \quad (17)$$

である。 δ および d を共に b として $x_i = ib/2$, $y_j = jb/2$ にとり、転位と溶質原子との相互作用力は b 以上の距離で急激に小さくなるので式(16)の和として $i = \pm 1$, $j = \pm 1$ の 4 区画のみをとれば、転位が x 方向へ L^* 移動する間に取りうる独立な位置の数、すなわち λ は $\lambda \approx L^*/2b$ となる。Plateau stress τ_{p1} を $\tau_{p1} \approx K_{\max}/b$ で与え、 $n = L/b$ とおき、 $\bar{f}_{ij}$ の対称性を考えれば式(14), (16), (17)より

$$\tau_{pl} \sim [8b^{-3}L^{-1}\bar{f}_{11}c(1-c)\ln \lambda]^{1/2} \quad (18)$$

が得られる。つまり Boser は L の長さの転位が L^* 動く間に溶質原子分布のゆらぎより受ける最大の抵抗を τ_{pl} としている。そして L を Frank-Read 源の支柱間距離とし、Frank-Read 源が活動する臨界形状である半円形になるまでに転位の移動する平均距離を L^* 、すなわち $L^* \sim L/2$ と考えているがこの物理的意味は明らかではない。また高濃度溶質原子を乗り越える転位の熱活性運動は起きないと仮定しているが、4. (3) に示すシミュレーションの結果では、すくなくとも活性化エネルギーの大きさを評価する限り、この熱活性運動は容易に起こることになる。

(3) 高濃度溶質原子を乗り越える転位運動の計算機シミュレーション⁽¹⁶⁾

置換型溶質原子の寸法効果により生じる応力テンソルのうち、 x 軸方向のバーガス・ベクトルを持つ転位のすべり運動に寄与する応力成分 τ_{xy} はすべり面 (x, z) 上において

$$\tau_{xy} = \frac{2}{3} \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\mu(r_s^3 - r_0^3)(x - x_s)y_s}{[(x - x_s)^2 + y_s^2 + (z - z_s)^2 + r_c^2]^{5/2}} \quad (19)$$

で近似される。 ν はポアソン比、 (x_s, y_s, z_s) は溶質原子の座標、 r_c は溶質原子近傍においてフックの法則が成立しないことを考慮した補正項、 r_0 は固溶体の平均イオン半径で KCl-KBr 固溶体の場合、 $r_0 = (1-c)r_{Cl} + cr_{Br}$ である。 r_{Cl} は Cl^- のイオン半径、 r_{Br} は Br^- のそれ、 c は KBr のモル濃度である。高濃度固溶体では、溶質原子と溶媒原子の区別は明らかでなく、その平均イオン半径 r_0 に対して Cl^- および Br^- は共に寸法効果を示すので、両者を溶質原子とみなし、その格子点に Cl^- が入れば r_s を r_{Cl} にとり、 Br^- が入れば r_s を r_{Br} にとる。

r_c を $b/2$ におくと式(19)より τ_{xy} は約 $2b$ の広がりを持つので、すべり面上の各点における内部応力 $\tau_i(x, z)$ を求めるにはその点を中心にして半径約 $2b$ 以内にある Cl^- と Br^- よりの τ_{xy} を重ね合わせればよい。各格子点に Cl^- と Br^- のどちらが入るかは計算機で発生した一様乱数により決める。 τ_i の分布の一例を図 4 に示す。 τ_i の振幅は約 300 MPa で、明暗の様子は、明が刃状転

図 4 KCl-17 mol%KBr モデル結晶の内部応力分布と転位の安定配置(実線), 鞍点配置(破線)。

位を左から右へ動かす方向の τ_i の領域を示し、暗はその逆の τ_i の領域を示す。この内部応力場内にある転位の運動方程式は弦モデルによると転位線の形状を $x(z)$ として

$$\Gamma \frac{\partial^2 x}{\partial z^2} + b\{\tau_i(x, z) + \tau_a\} = B \frac{\partial x}{\partial t} + M \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \quad (20)$$

である⁽²⁵⁾。 τ_a は外部応力、 B は粘性係数、 M は転位の単位長さ当りの有効質量、 t は時間である。なお、KCl-KBr 固溶体の場合、らせん転位よりも刃状転位の方が遅く、したがって刃状転位の運動が重要になるので、ここではほぼ z 軸に平行な刃状転位を考えている。熱活性化過程と量子効果を見捨れば式(20)を解いて転位の易動度が求まる。簡単のために $M=0$ とすると、 τ_a が 0 K での降伏応力 τ_{y0} 以下のとき転位は式(20)の右辺が零となる安定配置に収束する。 τ_a を増すと転位は動き出し、 τ_{y0} 以上では安定配置を見い出せず運動し続ける。これを数値的に直接解けば転位の運動を時間的に追跡できるが、計算時間が長くなる。そこで $\tau_a > \tau_{y0}$ のとき

$$\Gamma (d^2x/dz^2) + b\{\tau_i(x, z) + \tau_a\} = 0 \quad (21)$$

の解がないことを利用して τ_{y0} を求める。式(21)を解くために 1 本の転位線を z 方向に $\Delta z = b/\sqrt{2}$ ごとの n 個の座標 $X_k = x\{(k-2)b/\sqrt{2}\}$, $k=1, 2, \dots, n$ で表わし、微分商を差分商で近似すると式(21)は

$$X_{k-1} - 2X_k + X_{k+1} + b^3(2\Gamma)^{-1}\{\tau_i(X_k) + \tau_a\} = 0 \quad (22)$$

$$k=2, 3, \dots, n-1$$

の差分式になる。 $z=0$ および $z=(n-3)b/\sqrt{2}$ がこのモデル結果の表面で、その幅 L は $(n-3)b/\sqrt{2}$ である。鏡像力により転位線は表面に垂直であると考え、 $dx/dz=0$ より $X_1=X_3$, $X_n=X_{n-2}$ の境界条件を課す。ここで X_1, X_n はそれぞれ X_3, X_{n-2} に対応した結晶表面外の鏡像転位の座標である。適当な初期位置より出発して、加速緩和法という反復計算により、 τ_a を零から階段状に増した場合の式(22)の解を求めると、その解の安定配置への収束過程は近似的に速度に比例した粘性抵抗を受ける転位の運動とみなせること、さらに τ_a がある値以上では解は収束せず、転位が運動し続けることが分かる。この応力が τ_{y0} である。その結果によれば、 L が小さいほど τ_{y0} は大きくなるので転位の易動度は表面で小さいことになる[†]。また L が大きくなると τ_{y0} は一定値に漸近し、その値からバルクの τ_{y0} が推定される。こうして求めた τ_{y0} は $\Gamma^{-1/3}$ に比例し、Riddhagni-Asimow⁽¹³⁾,

† この原因は鏡像転位が仮定されたことにある。つまり鏡像転位には表面に関して対称に分布する溶質原子の仮想的応力場が作用することになるが、表面付近に溶質原子濃度のゆらぎにより大きな応力場の障害が存在したとすれば、その障害は表面に関して鏡像の位置という隣接した位置にも存在することになる。したがって応力場のゆらぎは表面近傍でその作用が増大するために、表面において転位の易動度が小さくなる。

Labusch⁽¹⁴⁾の理論の結果と矛盾しない。しかし τ_{y0} の濃度依存性†は図5の■印で示すように、KCl側に片寄った山形となるので、 $[c(1-c)]^{2/3}$ に比例するとは言い難く、KBr側で実験値⁽²⁶⁾からはずれずる。この原因の1つは τ_{y0} の値に大きな影響をおよぼす⁽¹⁶⁾補正項 r_c を $b/2$ にしたことにある。すなわち溶質原子の作る応力場を連続体弾性論近似する場合、 r_c として溶質原子のイオン半径 r_s そのものの値を採用するほうがより合理的と考えられるが、そうするとKBr側で実験値に近い結果が得られる。

図5 降伏応力 τ_{y0} の計算値と実測値⁽²⁶⁾の比較。誤差範囲は4計算値の標準偏差を示す。

有限温度での降伏応力 τ_y は転位の熱活性運動を解析して得られる。そこで転位の安定配置と活性化状態である鞍点配置を求める。まず任意に結晶の一端の座標 X_2 を決め、次に境界条件 $X_1 = X_3$ を用いて式(22)より X_3 を求める。以後 X_{k-1} , X_k より X_{k+1} を順次求めていく。他端に達したとき、境界条件 $X_n = X_{n-2}$ が満足されていればこれを解とするが、そうでなければ X_2 を微小量変位させて同じ計算を行う。こうして求めた配置には安定配置 S_i と鞍点配置 U_j の2種類あり、その一例は図4に示すようになる。外部応力 τ_a は図で転位を左から右へ動かす方向に加えてある。各配置から前述の加速緩和法により安定配置へ収束させて安定か鞍点かの区別を行うと同時に、ある安定配置よりどの鞍点配置へ活性化され、次にどの安定配置へ移るかを決定する。この対応関係にある S_i と U_j の転位の形状を $x_i(z)$, $x_j(z)$ とすれ

† KCl-KBr 固溶体の極低温塑性ではバイエルス応力 τ_p の存在を無視できない。KCl, KBr いずれの τ_p も約 30 MPa と推定される。固溶体の τ_p も約 30 MPa でポテンシャル形状はパラボラ型と仮定し、これを τ_i に重ね合わせて τ_{y0} を求めたのが図5の●印である。4 mol% KBr で実験値とよく合う固溶軟化を示すので、固溶軟化は τ_p と τ_i の共存が原因と結論される。また十数%以上の高濃度域では τ_p の τ_{y0} に対する影響が小さい。

ば、 S_i より U_j への活性化エネルギー E_{ji} は

$$E_{ji} = \int_0^L \left[-\frac{1}{2} \Gamma \left(\frac{dx_j}{dz} \right)^2 - \frac{1}{2} \Gamma \left(\frac{dx_i}{dz} \right)^2 - \int_{x_i}^{x_j} b(\tau_1 + \tau_a) dx \right] dz \quad (23)$$

である。転位はこの E_{ji} に応じた確率で多くの S_i 間を熱活性化過程により酔歩するが、いま転位の初期配置を S_1 、最終配置を S_{N+1} とすれば、転位の S_1 より S_{N+1} への平均初回通過時間 $\bar{t}$ は小岩⁽²⁷⁾によると

$$\bar{t} = -\sum_{i=1}^N \langle i | K^{-1} | 1 \rangle \quad (24)$$

である。ここで $\langle i | K^{-1} | 1 \rangle$ は K^{-1} の $i, 1$ 成分であり、 K は跳躍確率行列でその成分 K_{ij} は

$$K_{ij} = \sum_l k_{ij}^l (i \neq j), \quad K_{jj} = -\sum_m \sum_l k_{mj}^l \quad (25)$$

$$k_{ij}^l = \nu_d \exp(-E_{ij}/kT), \quad i, j = 1, 2, \dots, N$$

となる。なお k_{ij}^l は S_j にある転位が U_l に活性化されて S_i へ跳躍する頻度、 ν_d は転位の有効振動数である。 $S_1 \sim S_{N+1}$ 間の平均距離を $\bar{t}$ で除すれば転位の平均速度 $\bar{v}$ が求まる。

降伏現象は塑性歪速度 $\dot{\epsilon}_p = b\rho\bar{v}$ が試験機により与えた歪速度 $\dot{\epsilon}_0$ に等しくなると起きる。ここで ρ は全転位密度である。よって ρ_y を降伏点における ρ の値とすると、 $\dot{\epsilon}_0 = b\rho_y\bar{v}_y$ を満足する $\bar{v}_y$ に $\bar{v}$ が等しくなれば降伏が起きると考えられる。KCl-KBr 固溶体の降伏応力(圧縮歪速度 $\dot{\epsilon}_0 = 0.83$ /ks)における刃状転位の速度すなわち $\bar{v}_y$ は、エッチピット法によれば約 50 $\mu\text{m/s}$ と測定される。そこで種々の τ_a における $\bar{v}$ が 50 $\mu\text{m/s}$ に等しくなる温度 T を求めると、この τ_a と T が降伏応力 τ_y の温度依存性を与え††、その結果は図6に示すようになる。計算値と実験値⁽¹⁸⁾は約 350 K 以下の温度領域で一致し、この方法の有用性を示しているが、350 K 以上において実験値は急に plateau を示し計算値よりはずれずる。また速度 $\bar{v}$ に応力依存性がある以上、plateau stress に歪速度依存性がほとんどない事実⁽¹⁸⁾を説明できない。

図6 降伏応力 τ_y の実測値⁽¹⁸⁾と計算値の比較。

†† ρ_y の値は温度等によって変化するが、それを考慮するのは困難であり、また τ_y への影響も特に大きくないので、本稿では ρ_y を一定と仮定する。

5. 摩擦硬化と固着硬化の統一

Plateau stress は、摩擦硬化と固着硬化の両者をつければ理解されるという考えを、筆者らが発表⁽²⁸⁾して以来6年経過したが、この考えを否定する事実を見い出せないでいる。そこで読者諸賢のご批判を請うつもりで、この考えに関する筆者なりの解釈をもう少し詳しく述べたい。

(1) 固着雰囲気を引きずる転位の運動抵抗

固着雰囲気は2節で扱った静止転位だけでなく運動転位にも形成される。次に吉永・諸住⁽²⁹⁾の方法を簡単化して、この雰囲気を引きずりながら転位が一定速度 v で動くときの固着抵抗 τ_d を求める⁽¹⁷⁾。

図7(a)に示すような速度 v で動く転位に原点を固定した格子を考える。格子点1の最近接格子点を2~5とすると、溶質原子は熱振動の助けにより1から2または3, 4, 5へ跳躍でき、逆に2または3, 4, 5より1へ跳躍できる。格子点 (x, y) にある溶質原子と転位との相互作用エネルギーを $W(x, y)$ 、溶質原子の拡散の活性化エネルギーを U_d とすれば、1から2へ跳躍するときの活性化エネルギーは $\{W(x+b, y) - W(x, y)\} / 2 + U_d$ であるから、溶質原子濃度 $c(x, y)$ の時間変化 $\partial c / \partial t$ は

図7 運動転位周囲での溶質原子雰囲気の形成。
(a) 速度 v で運動する転位に固定した格子。
(b) 曲線は各格子面上の濃度分布を示し、各格子面を示す直線上では平均濃度に等しい。
 $vb/D > 2$ では雰囲気が急に小さくなる。

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\nu_a c(x, y) \{1 - c(x+b, y)\} \exp[-\{W(x+b, y) - W(x, y) + 2U_d\} / 2kT] + \nu_a c(x+b, y) \{1 - c(x, y)\} \exp[-\{W(x, y) - W(x+b, y) + 2U_d\} / 2kT] - \dots + \{c(x+b, y) - c(x, y)\} v / b \quad (26)$$

となる†。 $-\dots + \dots - \dots + \dots - \dots + \dots$ の項は格子点1と3, 4, 5の間のやりとりを略したもので、最後の項は転位

† 式(26)は侵入型溶質原子の拡散過程としては妥当である。置換型溶質原子の場合には、原子の直接交換による拡散と解釈されるので正確ではないが、空孔機構による計算は複雑なのでこの近似を使う。

の運動による濃度変化、 ν_a は幾何学因子、 ν_a は原子の有効振動数である。KCl-KBr 固溶体を例にとると W は、4.(3)と同様の考えから Br^- と Cl^- のイオン半径の相異と刃状転位との相互作用で与えられ

$$W(x, y) = \frac{4}{9} \frac{1+\nu}{1-\nu} \mu \frac{(r_{\text{Br}}^3 - r_{\text{Cl}}^3) b y}{x^2 + y^2 + r_c^2} \quad (27)$$

となる。式(26)を遠方で $c=c_0$ 、 c_0 は固溶濃度、の境界条件の下で解けば雰囲気濃度の時間変化を追跡できるが、計算時間を短くするために $\partial c / \partial t = 0$ において定常状態のみの解を求めた一例が図7(b)である。 D は拡散係数で、 $D = \nu_a b^2 \exp(-U_d / kT)$ の関係を用いている。また転位と溶質原子Sとの相互作用力 $f_s(x, y)$ は

$$f_s(x, y) = -\frac{8}{9} \frac{1+\nu}{1-\nu} \mu \frac{b(r_s^3 - r_0^3) x y}{(x^2 + y^2 + r_c^2)^2} \quad (28)$$

であるから雰囲気引きずり抵抗 τ_d を

$$\tau_d = -\sqrt{2} b^2 \sum_x \sum_y [f_{\text{Cl}}(x, y) \{1 - c(x, y)\} + f_{\text{Br}}(x, y) c(x, y)] \quad (29)$$

として求めれば図8に示ようになる。以上の数値計算はすべて 20×20 格子点で行った。またこの計算においては剛性率の温度依存性が考慮されている。図8の結果を関数近似すれば非常に良い近似で

$$\tau_d = \tau_{d0} e^{-\alpha T} (2 + \gamma) V_n / (V_n^2 + \gamma V_n + 1) \quad (30)$$

と表わせる。ここで $V_n = vb / \beta D$ 、 $\tau_{d0} = 114 \text{ MPa}$ 、 $\alpha = 3.14 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ 、 $\beta = 2.1$ 、 $\gamma = 2.6$ である。つまり Cottrell⁽³⁰⁾、吉永・諸住⁽²⁹⁾の計算の結果と同様に、 $v \rightarrow 0$ において τ_d は v に比例し††、さらに $v \rightarrow \infty$ において τ_d は v に反比例する。

図8 雰囲気引きずり抵抗 τ_d と転位速度 v 。

(2) 乱雑に分布した溶質原子を熱活性化過程で乗り越える転位に働く摩擦抵抗

転位が乱雑に分布する溶質原子を熱活性化過程で乗り越えるという機構のみによってその易動度が決まるとすれば、前節4.(3)の結果から転位に働く摩擦抵抗 τ_t と転位速度 v 、温度 T の関係は図9の●印のようになる。この関係は、以前に報告⁽¹⁶⁾したものでさらに広範囲で計算を押し進め、また剛性率の温度依存性を無視する

†† 竹内とArgonは、より厳密な計算を行うと $v \rightarrow 0$ において $\tau_d \propto v \ln v^{-1}$ になることを最近導いた [Phil. Mag., 40(1979), 65]。

図9 刃状転位に働く全抵抗 τ_r (実線), 摩擦抵抗 τ_t (破線), 雰囲気引きずり抵抗 τ_d (1点鎖線).

と高温域において著しい誤差の生じることが判明したのでその補正を行って求めたものである. 次にこの関係を扱いやすくするために関数近似すれば

$$\ln v = \ln \tau_t + 14.69 - 18496T^{-1} - 0.00596T + 4.12 \times 10^{-6}T^2 + \tau_t^4 \exp(0.00447T - 14.496) + (18627T^{-1} - 15.13) / [1 + \exp(262.45T^{-2} \ln(\tau_{y0}/\tau_t) - 3.121 \ln \tau_t + 5.257 - 0.00515T - 0.5474T^{1/4})] \quad (31)$$

となる. ここで v は m/s , τ_t は MPa , T は K の単位で与え, τ_{y0} は 0 K における降伏応力で 36.26 MPa の値を持つ. 式(31)は中川 徹東大教授, 小柳義夫筑波大講師らの作成した最小二乗法標準プログラム(SALS)を用いて誘導した. 図9の破線は式(31)をプロットしたものでほぼ満足に●印のデータを再現している. なお図6のシミュレーションの曲線は, 式(31)で $\tau_y(T) = \tau_t(T, v = 50 \mu\text{m/s})$ の関係より求めたものである.

(3) Plateau stress の生成機構⁽¹⁷⁾

転位に働く抵抗応力として式(30)の固着雰囲気を引きずる応力 τ_d と式(31)の乱雑に分布した溶質原子を乗り越えるための応力 τ_t を取りあげた. この2種の機構を同時に考慮した場合, 転位に働く全抵抗応力 τ_r はどのように表わせるかを考える. τ_d を導く過程では, 運動転位の周囲における溶質原子濃度の平均値のみの分布を問題にしておりそのゆらぎを考慮していない. このようにして求めた τ_d は無限大の線張力を持つ転位が一定速度で運動するときの抵抗応力に相当する. しかし実際の転位はフレキシブルであるために, 濃度分布のゆらぎに応じて湾曲し, そのゆらぎを熱活性化過程で乗り越えねばならないであろう. ところでこのゆらぎは次のように考えられる. まず雰囲気の形成により溶質原子の平均濃度分布は $c(x, y)$ になる. 溶質原子は1つの格子点に確率的に存在するが, それは近似的に二項分布するのでその分散は $c(x, y) \{1 - c(x, y)\}$ である. 高濃度固溶体の場合, 濃度変化 $\Delta c(x, y) = c(x, y) - c_0$ は図7(b)に示すようにすべり面に関してほぼ反対称なので, すべり面の上下対称位置での溶質原子濃度の分散は $(c_0 \pm \Delta c)(1 - c_0 \mp \Delta c)$

となる(複号同順で下段はすべり面下の場合). また式(19)の τ_{xy} はすべり面に関して反対称なので, 結局このすべり面に関して対称位置にある溶質原子対による内部応力の分散は $2\tau_{xy}^2 [c_0(1 - c_0) - \Delta c^2]$ となる. 高濃度固溶体においては $c_0(1 - c_0) \gg \Delta c^2$ であるから, Δc^2 の項を無視すれば, この原子対による内部応力の分散は雰囲気がない場合のものに等しい. すべり面における内部応力 τ_i の分散は, これら原子対によるものを総て加えたものであるから, 結局 τ_i のゆらぎは雰囲気が形成されてもあまり変化しない. したがって転位が雰囲気を引きずって運動する場合には, $c(x, y)$ の平均濃度分布により生じる固着ポテンシャルから引きずり応力 τ_d を受け, さらに転位は雰囲気内の τ_i のゆらぎを熱活性化過程で乗り越えねばならないので τ_t の摩擦力も受けるであろう. そこで転位に働く全抵抗応力 τ_r を

$$\tau_r \approx \tau_t + \tau_d \quad (32)$$

と仮定する†. 図9にこの式より求めた τ_r の計算結果を示す. $\tau_r(v)$ 曲線はいずれの温度でも極小応力 $\tau_{\min}(v_H)$ と極大応力 $\tau_{\max}$ を持つ. また v_L を τ が $\tau_{\min}$ での $\tau_r(v)$ 曲線上の遅い方の速度とする.

前節4.(3)で述べたように, 転位の平均速度 $\bar{v}$ が $\dot{\epsilon}_0 = b\rho_y v_y$ を満たす v_y になったとき降伏が起きると考える. すると図9のような $\tau_r(v)$ 曲線を持つ結晶の降伏応力 τ_y は

$$\tau_y \approx \begin{cases} \tau_r(v_y) & v_y < v_L, v_y > v_H \\ \tau_{\min} & v_L \leq v_y \leq v_H \end{cases} \quad (33)$$

で与えられる. 次にその理由を示す.

外部応力 τ_a が $\tau_{\min} < \tau_a < \tau_{\max}$ のとき, $\tau_a = \tau_r(v)$ を満たす速度は3つあり, これを図10に示すように, $v_L < v_m < v_H$ とする. v_m は不安定なので安定な v_H へ加速され, v_L は準安定であるが大きな定常雰囲気に捕らえられ続けると保ち得ない. ところが, 他の転位からの相互作用力等の応力集中や図11に示す機構等により雰囲気より離脱できるので v_L も安定でなく v_H へ加速される. また交差すべり等により増殖した転位は雰囲気を伴

† 転位が τ_i のゆらぎを熱活性化過程で乗り越えるときの待ち時間を t_w , この熱活性化過程で転位が跳躍する距離を $2b$ 程度とすれば $t_w \approx 2b/v$ である. またこのゆらぎは溶質原子の酔歩により消滅と発生を繰返すがその寿命を t_l とする. ところで溶質原子は酔歩によって t 時間後には $x_R^2 = 2Dt$ の平均自乗変位を示すが, この x_R^2 が $(2b)^2$ 程度になる時間 $2b^2/D$ を t_l と考えよう. $t_l \ll t_w$, すなわち $1 \gg vb/D \rightarrow 0$ のとき転位はゆらぎを熱活性化過程で乗り越える必要はなく, ゆらぎの消滅により前進できるので $\tau_i + \tau_d > \tau_r \rightarrow \tau_d$ であろう. また $vb/D \ll 1$ の場合でも, 一樣な転位速度を仮定して求めた式(30)の τ_d を, t_w ごとの間欠運動をする転位の引ずり抵抗としてそのまま採用するには無理がある. よって式(32)の仮定がどの程度の近似になっているか, 今後詳しく検討する必要がある.

図10 一定外部応力 τ_a の下で転位が取り得る速度。

図11 溶質原子雰囲気よりの離脱機構。

(a) らせん転位 s が運動して刃状転位 e' を生む。

(b) 雰囲気を持たない e' が加速されると、キンクが伝播して e は離脱する。細線は固着ポテンシャル V の等高線を示す。

っていないのでやはり v_h へ加速されるであろう。なお v_h で運動する転位も若干の雰囲気を引きずっており、そこから離脱した場合には図10の $\tau_a = \tau_t(v_{ht})$ を満たす v_{ht} へ加速されるかもしれないが、この v_{ht} で運動する転位にもすぐに雰囲気形成され↑引きずり応力が生じてくるので図10の矢印Aに沿って減速し、 v_h の速度で定常状態を保つであろう。つまり $\bar{v}$ は $\tau_a \geq \tau_{\max}$ を含めて $v_h > v_H$, $\tau_a = \tau_r(v_h)$ を満たす v_h に近くなる。よって $v_y > v_H$ のとき式(33)が成立する。 $\tau_a < \tau_{\min}$ のとき、図10に示すように $\tau_a = \tau_r(v_L')$ を満たす v_L' で運動する転位は大きな雰囲気に捕らえられているが、この転位にも図11に示す機構等による離脱は起きうる。しかし離脱して $\tau_a \approx \tau_t(v_{ht}')$ を満たす v_{ht}' まで加速されたとしても、すぐに雰囲気形成されるので図10の矢印Bに沿って減速し、 $\tau_r(v)$ 曲線上へ引き戻される。つまりこの場合の $\bar{v}$ は $v_L' < v_L$, $\tau_a = \tau_r(v_L')$ を満たす v_L' に近い。よって $v_y < v_L$ のときも式(33)が成立する。以上の議論より残

↑ 高速で運動する転位に対しても式(30)から分かるように $\tau_d \propto v^{-1}$ を与えるごくわずかの雰囲気が形成される。溶質原子の拡散はこのような高速で運動する転位に追いつけないので雰囲気が形成されないのではという疑問も出るが、溶質原子の濃度分布が転位と同じ速度で運動するだけで溶質原子それ自体が転位と同じ速度で運動しなければ雰囲気が形成されないわけではない。

された $v_L \leq v_y \leq v_H$ の速度域では $\tau_y \approx \tau_{\min}$ しかとれないのでやはり式(33)が成立する。

実際には $\bar{v}$ の時間平均が v_y に等しい振動的な解がある。つまり $\tau_a = \tau_{\min}$ のとき $\tau_a = \tau_r(v)$ を満たす速度は v_L と v_H である。 v_L で運動する転位が離脱して v_H へ加速されたままになるか、 v_L へ再び減速されるかは、わずかな局所的応力変動で決まる。また v_H で運動する転位もわずかな局所的応力変動で v_L へ減速される。そして多くの場合、転位は集団運動するので、この集団的な $v_L \rightleftharpoons v_H$ の遷移に応じて $\bar{v}$ は時間的に v_y の上下を振動する。つまり τ_y は $\tau_{\min}$ の上下を振動する。これが plateau 領域でしばしば見出される著しい serration (P-L 効果) の主因であり、その振幅は集団が大きいくほど、また $v_L \rightleftharpoons v_H$ の遷移↑↑に時間を要するほど大きいであろう。

図12にこのモデルによる計算結果を示す。ここで拡散係数 D を $D = D_0 C_v \exp(-U_m/kT)$, D_0 は振動数因子、 C_v は空孔濃度、 U_m は移動の活性化エネルギーで近似している。塑性変形による空孔の生成や、転位芯近くでの空孔濃度の増大等を考慮して、 C_v を熱平衡濃度以上の種々の値にとっている。計算値は plateau を示し、さらに $C_v = 5 \times 10^{-5}$ では逆温度依存性も見られる。 $C_v = 5 \times 10^{-7}$ のとき実験と計算値はほぼ一致するが、図9の $\tau_r(v)$ 曲線はこの値に対するものである。なお、図12の750 K以上の高温域において次第に不一致が大きくなるのは、これより高温では急激に全転位密度が減少

図12 Plateau stress の実験値と計算値(破線)。降伏点における転位の平均速度 v_y を $50 \mu\text{m/s}$ とおき、図9に例示する $\tau_r(v)$ 曲線を種々の C_v の値に対して計算し、これに式(33)の関係を適用して降伏応力 τ_y を求めた(破線)。直線に近い温度依存性を示す plateau stress は式(33)の $\tau_y \approx \tau_{\min}$ により生じる。

† KCl-KBr 固溶体の場合、この1つの例は刃状転位壁の間欠運動として応力復屈折像により観察される⁽¹⁸⁾。なお転位集団の動特性は、本稿で扱っている1本の転位の動特性とは当然異なると予想される。よって $\tau_y \approx \tau_{\min}$ がどの程度の近似であるか今後の詳細な検討を要す。

するためである。図9より $\tau_r(v_H)$ における τ_d は非常に小さいことが分かるが、plateau 領域における圧縮試験での塑性歪の大部分はこの v_H をもつ高速転位により賄われている。つまり plateau 領域において $\tau_t(v_f)$ から予想される以上の降伏応力を示すのは、 τ_d そのものが加算されるからではなく、転位が v_H 以上という高速で走らなければ大きな雰囲気には捕らえられて十分な歪速度を出し得ないためである。また plateau 領域では図9より転位の速度は v_H と v_L に分離し、両者共、温度が高いほど速くなると予想される。この現象は、KCl-KBr 固溶体の場合、刃状転位壁の運動を通して確認される⁽¹⁸⁾。Al-Mg 合金では v_H と v_L の存在は示されている^{(31)~(33)}が、その温度依存性は測定されていないようである。今後、種々の物質において、温度をパラメータとした v_H と v_L の測定が望まれる。

6. お わ り に

ここでは高濃度固溶体の中でも、パイエルス応力 τ_p の非常に小さい面心立方合金や、比較的小さな τ_p をもつイオン結晶を対象にして、1本の転位の動特性を議論した。それは高濃度溶質原子と転位との相互作用の集積のみを考えればよいので問題を単純化できるからである。それでもなお転位と高濃度溶質原子1個との相互作用の問題を含めてまだ十分に満足できる高濃度固溶体の硬化理論は完成されていない。さらに1本の転位の動特性から巨視的降伏強度を演繹するためには転位の多体効果という難問を解決しなければならない。このように重要な点において未解決の問題を残す固溶体硬化論の現状を、定量的な厳密科学へと発展させるためには、より一層の努力を必要とするであろう。

以上、筆者の独断と偏見と不勉強を示すような、片寄った内容のものとなり、最近の研究を述べたものと言いつても可い。どうか心配である。ご批判、ご教示願えれば幸いである。

文 献

- (1) N.F.Mott and F.R.N.Nabarro : *Strength of Solids*, Phys. Soc., London, (1948), 1.
- (2) A.H.Cottrell : *Strength of Solids*, Phys. Soc., London, (1948), 30.
- (3) H.Suzuki : *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, John Wiley and Sons Inc., New York, (1957), 361.
- (4) W.G.Johnston and J.J.Gilman : J. Appl. Phys., **30** (1959), 129.
- (5) 鈴木秀次 : 日本金属学会会報, **8** (1969), 90.
- (6) 鈴木 平 : 日本金属学会会報, **16** (1977), 558; 日本物理学会誌, **32** (1977), 851.
- (7) N.F.Mott : *Imperfections in Nearly Perfect Crystals*, John Wiley and Sons Inc., New York, (1952), 173.
- (8) J.Friedel : *Dislocations*, Pergamon Press, New York, (1964), 224, 379.
- (9) R.L.Fleischer : *Strengthening Mechanism in Solid*, Chap.3, ASM, Metals, Park, (1962), 93.
- (10) 鈴木 平 : 金属の物理的性質, 裳華房, (1968), 512; T.Suzuki : *Dislocation Dynamics*, McGraw-Hill, New York, (1968), 551.
- (11) R.J.E.Foreman and M.J.Makin : Phil. Mag., **14** (1966), 911.
- (12) U.F.Kocks : Phil. Mag., **13** (1966), 541.
- (13) B. R. Riddhagni and R. M. Asimow : J. Appl. Phys., **39** (1968), 4144.
- (14) R.Labusch : Phys. Status Solidi, **41** (1970), 659.
- (15) O.Boser : Met. Trans., **3** (1972), 843.
- (16) 坂本正雄, 山田朝治 : 応用物理, **46** (1977), 230; T.Yamada and M.Sakamoto : Technol. Repts., Osaka Univ., **27** (1977), 35; M. Sakamoto : Technol. Repts., Osaka Univ., **28** (1978), 9.
- (17) M.Sakamoto and T.Yamada : Japan. J. Appl. Phys., **17** (1978), 251.
- (18) M.Sakamoto and T.Yamada : Japan. J. Appl. Phys., **19** (1980), 1617.
- (19) 竹内 伸 : 鉄と鋼, **55** (1969), 69.
- (20) 鈴木秀次 : 金属の強さ, アグネ, (1972), 132.
- (21) K.Sumino : Proc. 4th Int. Symp. on Silicon Materials Science and Technology, Minneapolis, (1981).
- (22) 鈴木秀次 : 金属の強さ, アグネ, (1972), 107.
- (23) H.Asada, R.Horiuchi, H.Yoshinaga and S. Nakamoto : Trans. JIM, **8** (1967), 159.
- (24) 角野浩二 : 結晶の塑性, 丸善, (1977), 505.
- (25) A.V.Granato and K.Lücke : J. Appl. Phys., **27** (1956), 583.
- (26) T.Kataoka, T.Uematsu and T.Yamada : Japan. J. Appl. Phys., **17** (1977), 271.
- (27) 小岩昌宏 : 固体物理, **8** (1973), 119.
- (28) 坂本正雄, 片岡俊彦, 山田朝治 : 日本物理学会第29回年会予稿集, **2** (1974), 35.
- (29) H.Yoshinaga and S.Morozumi : Phil. Mag., **23** (1971), 1367.
- (30) A.H.Cottrell and M.A.Jaswon : Proc. Roy. Soc., **A199** (1949), 104.
- (31) 石田洋一, 森藤文雄 : 第3回金属および合金のクリープに関するシンポジウム予稿, 日本金属学会, (1971), 1.
- (32) 野原 晃, 村本幸裕, 湯川夏夫, 井村 徹 : 日本金属学会講演概要, (1974・4月), 239.
- (33) H.Fujita : Proc. 4th Int. Conf. on High Voltage EM, Toulouse, (1975), 237.