

微視組織の影響下における金属材料の 加工硬化のモデリングと結晶塑性解析

大橋 鉄也*

1. はじめに

加工硬化は金属材料が示す力学特性の中でも特に重要なものの一つである。金属の塑性変形は多くの場合転位の運動を伴うすべり変形によって生ずるが、その転位の運動は材料中の応力、もしくは熱力学的な駆動力によって駆動される一方、すでに蓄積した転位および金属の微視組織などによって抑制される。純金属単結晶の場合、微視組織と明瞭に認識されるような物理的な実態がないために、多くの検討課題は単純化される。実際歴史的に、加工硬化現象の研究の多くは転位そのものに関する研究と表裏一体となって単結晶材料を対象として進められてきた。しかしそれらの研究の中で明らかになってきたことのひとつが、変形帯として現れる変形の不均一性が加工硬化現象に及ぼす大きな影響であった⁽¹⁾。すなわち、一見均一と考えられる単結晶材料であっても、加工硬化現象においては何らかの不均一性が大きな役割を果たしていたのである。

材料中に結晶粒界、異相界面、析出粒子などの明瞭な微視組織構造がある場合、その中に形成される応力場は一般に不均一であり、それによって転位の運動は抑制または促進される。材料中に明瞭な微視組織構造が無くても一部領域に相変態や酸化などが生じて周囲とは異なる eigen ひずみが発生した場合にも不均一な応力場が形成されるが、本解説では eigen ひずみのことには立ち入らず、変形の不均一性を生じさせるものが微視組織中にある場合について検討する。

結晶材料のすべり変形に伴う加工硬化をモデル化する場合、すべり変形を生じさせるために必要な「臨界分解せん断応力」をいかに書き表すかということが主要な作業の一つに

なるが、我々はそれを Taylor の研究⁽²⁾を源流としたモデルから始める。Taylor モデルの原型は、

$$(\text{臨界分解せん断応力}) = \alpha \mu b \sqrt{\rho} \quad (1)$$

と書くことができる。ここで α は 0.1 オーダーの数値係数、 μ はせん断弾性係数、 b はバーガースベクトルの大きさ、 ρ は転位の密度である。式(1)によれば加工硬化(または軟化)は変形とともに転位の密度が変化することによって生ずる。そしてこの転位密度の発展に寄与するのが、転位の蓄積速度に関する「平均自由行程」と転位密度の回復に関する「対消滅距離」である。これらのうち転位の平均自由行程はすでに蓄積している転位だけではなく、材料の微視組織そのものによっても制限される。一方転位密度の低下が顕著に生じれば、それも力学特性に重要な役割を果たす。本解説では数理モデリングや数値解析の詳細には立ち入らずに、最初に変形の適合性要求によって微視組織中に発生する応力とそれに関連する現象について検討し、次に転位の蓄積に焦点を当てて数理モデルの原型と拡張形を示し、結晶粒界の効果、微細析出物の効果、パーライトなどの微細層状構造のもたらす効果に関する結晶塑性解析例を紹介する。最後に今後の展開などについて検討する。

2. 変形の適合性要求を満たすために発生する応力と関連する現象

(1) 界面でひずみ成分が満たさなければならない条件

図1(a)のように結晶粒 A と B が結晶粒界を挟んで接合して双結晶を形成している場合を考え、これに負荷が加わるとする。A と B の結晶方位が異なっている場合、負荷に対する変形応答は一般に A と B で異なるので、相互拘束が生ず

* 北見工業大学；名誉教授

Modeling and Crystal Plasticity Analysis of Strain Hardening in Metallic Materials under the Influence of Microstructure; Tetsuya Ohashi (Professor emeritus, Kitami Institute of Technology, Kitami)

Keywords: stress arising from compatibility requirements, dislocations, density evolution, modeling and numerical analysis, mean free path, characteristic length scale, lamellar structure, precipitate

2024年3月5日受理[doi:10.2320/materia.63.479]

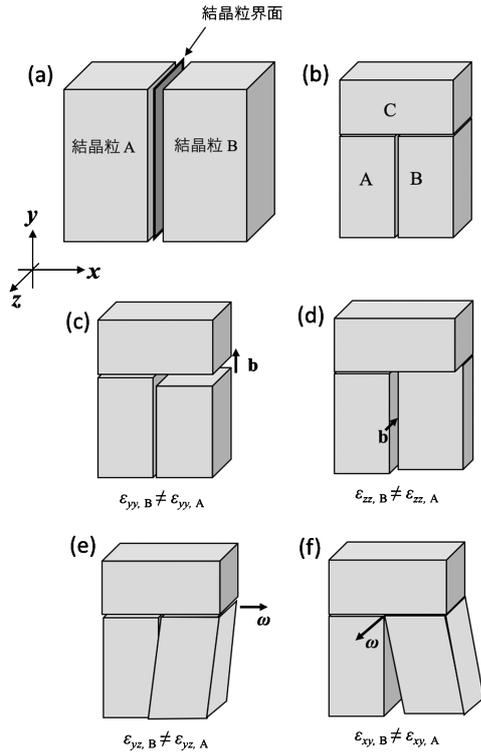


図1 双結晶, 3重結晶の変形と変位の食い違い.

る. 粒界面の変形を記述するひずみ成分は y および z 方向の垂直ひずみと粒界面をせん断変形させるようなせん断ひずみである. したがって, 粒界面で満足しなければならない条件は,

$$\epsilon_{yy, A} = \epsilon_{yy, B} \quad (2)$$

$$\epsilon_{zz, A} = \epsilon_{zz, B} \quad (3)$$

$$\epsilon_{yz, A} = \epsilon_{yz, B} \quad (4)$$

である⁽³⁾⁽⁴⁾. 次に図1(b)のように結晶粒Cを追加した三重結晶を考えよう. 3つの結晶粒が接合されていない状態でそれぞれの結晶粒が負荷を受けた時を想像すると, 式(2)が満たされない時は図1(c)のような変位の食い違いが生ずる. 同様に式(3)または(4)が満たされない時にはそれぞれ図1(d)および(e)のような食い違いが生ずる. 図1(f)では結晶粒AとBに生ずるせん断ひずみ成分 ϵ_{xy} が一致しない時に生ずる変位の食い違いを描いた. 双結晶の時には ϵ_{xy} が一致する必要はなかったが, 結晶粒A, B, Cが形成する粒界3重線の近傍で変位の食い違いが生じないためには,

$$\epsilon_{xy, A} = \epsilon_{xy, B} \quad (5)$$

も満たさなければならない.

3つの結晶粒が接合されている場合, 式(2)-(5)を満たすために結晶粒は相互に変形を拘束し, そのために余計な応力が発生する. この応力は変形の適合性を満たすために生ずる応力であるが, 省略して適合応力 (compatibility stress) と呼ぶこともある.

(2) 変位の食い違いを打ち消す仮想転位の連続分布と回位

図1(c)-(f)に描いたような仮想的な変位の食い違いがあ

るときに, 界面で接合された試料では食い違いが生じないように弾性変形が付加的に生ずるとしよう. このときに生ずる応力場は一般に複雑であるが, 次のような把握は可能である. すなわち, 界面で生ずるであろう変位の食い違いをちょうど打ち消すような変位の食い違いを定義すると, その食い違いに伴う転位密度テンソルを求めることができる⁽⁵⁾⁽⁶⁾. これらの転位を導入すれば変位の食い違いは解消され, 代わりに転位に伴う応力場が粒界や粒界の接合箇所の近傍に形成される. 図1(e)の場合, そのような転位は粒界面AB上に等密度で分布する z 軸方向に平行な刃状転位列であることがわかる⁽⁷⁾⁽⁸⁾. ただしここで転位列と言うのは孤立した結晶転位の列ではなく, 粒界面上に連続分布する転位のことである. 転位列と言う場合, 以下も同様である. 刃状転位列が等密度で粒界面上に分布し, その一端(この場合は粒界3重線の箇所)で途切れている場合, それらが作る弾性場はねじり回位が作るものと等価である. この回位のフランクベクトルの向きを図1(e)に ω で示した.

同様にして, 図1(c)の場合, 変位の食い違いを打ち消すために必要な転位列は z 軸に平行で y 軸方向のバーガースベクトルを持つ刃状転位列になる. 図1(f)の場合は同じく z 軸に平行で x 軸方向のバーガースベクトルを持つ刃状転位列になる. この図1(f)の場合は粒界3重線にくさび形回位がある時に形成される応力場と等価な応力場を作る. 図1(d)の場合には粒界面AB上に y 軸に平行な刃状転位列が得られ, これと同時に, 粒界面BC上には x 軸に平行な刃状転位列が得られる. これらの転位のバーガースベクトルはともに z 軸に平行方向である.

結晶粒A, Bの界面でひずみ成分が満たさなければならない条件を式(2)-(5)に示したが, これを負荷との関係で考える時に注意しなければならないことがある. それは弾性変形ではポアソン効果, 塑性変形では体積一定条件があるために生ずることである. 例えば y 軸方向の負荷によって垂直ひずみ ϵ_{yy} が生ずる時, 一般にそれと同時に ϵ_{xx} と ϵ_{zz} が生ずる. そのため, これらのひずみ成分の不適合によって生ずる仮想的な変位の食い違いも打ち消すために別の転位列が同時に必要になる. すなわち, 結晶粒A, Bの界面には y 軸および z 軸に並行な刃状転位の網目構造が仮想転位分布になる.

さらにもう一步踏み込んで一般の弾性異方性の場合には, たとえ負荷が単軸であっても負荷方向およびそれに垂直方向の垂直ひずみが生じると同時にせん断ひずみも生ずる. 塑性すべりの場合にも, 一般的には単軸負荷のもとで垂直ひずみ3成分の他にせん断ひずみ3成分が生ずる. これらのひずみ成分が結晶粒ごとに異なれば, 図1(c)-(f)に示したような仮想的な変位の食い違いが同時に起こる. それを補償するような(変位の食い違いが起こらないようにするような)弾性変形が粒界近傍で生ずるならば, このときに形成される応力場はここで述べたような転位の網目構造が重なった時に作られるものと等価なはずである.

結晶粒界面やその接合する箇所の近傍に形成される応力場が粒内の転位の運動に及ぼす効果を直感的に把握することは

一般には難しいが、上に述べたように粒界に仮想的に分布する転位列を考え、それと運動転位とがピーチ・ケーラー力を及ぼしあうと考えれば、微視組織中に形成される複雑な力学場の効果を想像することができる場合がある⁽⁷⁾。

(3) 弾性異方性の効果

多結晶体の幾何学的な構成要素の基本的なものは結晶粒界、粒界3重線および粒界4重点である⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。図2(a)(b)に3つの結晶粒界の会合する線としての粒界3重線、4本の粒界3重線が会合する点としての粒界4重点の模式図を示す。多結晶体は図2(c)に示すように粒界4重点が粒界3重線で結ばれる粒界ネットワークであると単純化して考えることができる。図2(d)に示す5重結晶⁽¹¹⁾は多結晶体の幾何学的な構成要素を含みかつ、最も単純なものの一つである。

多結晶体が負荷を受けると、塑性変形が開始する前に結晶の弾性異方性に起因して不均一な応力場が形成される。ごく単純化した場合を考えよう。立方晶の場合、単位ベクトル $(\alpha \beta \gamma)$ の方向のヤング率を $E_{[\alpha\beta\gamma]}$ とすると、

$$1/E_{[\alpha\beta\gamma]} = s_{11} - s_{44}(A-1)(\alpha^2\beta^2 + \beta^2\gamma^2 + \gamma^2\alpha^2) \quad (6)$$

$$A = 2(s_{11} - s_{12})/s_{44} \quad (7)$$

である。ここで s_{11} , s_{12} , s_{44} は結晶基準軸方向の弾性コンプライアンスであり、 A は弾性異方性の強さを代表する弾性異方性比と呼ばれる量である。ミラー指数 $[l m n]$ を使うとすると、式(6)は次のように書き直すことができる。

$$1/E_{[lmn]} = s_{11} - s_{44}(A-1) \frac{(l^2m^2 + m^2n^2 + n^2l^2)}{(l^2 + m^2 + n^2)^2} \quad (8)$$

図3は $[100]$ および $[111]$ 方向のヤング率の比をいくつかの材料についてプロットした結果である⁽¹¹⁾。例えばAu, Ag, Cuの場合、ヤング率の比は約3である。

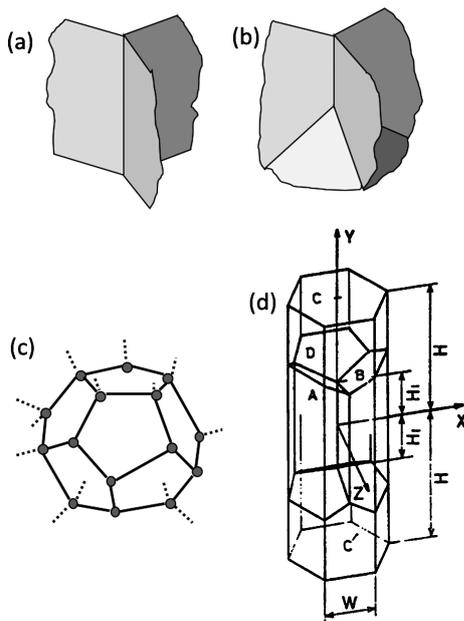


図2 (a) 粒界3重線, (b) 粒界4重点, (c) 粒界ネットワーク, (d) 5重結晶のモデル. (a)-(c)は文献⁽¹⁰⁾を参考にして描き直した。

図4は図2(d)に示した5重結晶のモデルに y 軸方向の引張負荷を加えた時に粒界4重点の近傍に生ずる応力場を調べた例である⁽¹¹⁾。単純化のために各結晶粒の弾性的性質は等方で、ヤング率がそれぞれ異なるという単純化した条件を用いた。モデル中の2つの粒界4重点を結ぶ粒界3重線に注目し、その近傍を通る y 軸に平行な直線($x/W=0.03$, $z/W=0.02$ を通り、結晶粒BとCを貫通している)の上で観察した y 軸方向垂直応力を示した。変形は $y=0$ の面に関して対称なので、結果は $y \geq 0$ の領域についてのみ示している。

結晶粒A, B, C, C' およびDのヤング率の比を $E^B/E^A=2$, $E^D/E^A=1.5$ とし、 $E^C/E^A=0.5, 1.5$ 、および4の場合について解析した。ただし、 $E^C=E^C$ とした。粒界4重点および粒界3重線の近傍に生ずる応力には、それを構成している3または4個の結晶粒のヤング率の大きさに依存して、平均値よりも大きくなる場合も小さくなる場合もあることがわかる。式(6)または(8)に示したようにヤング率は結晶方位によって決まるので、応力分布は負荷方向に対する結晶粒の配置とその結晶方位によって変化することになる。またここ

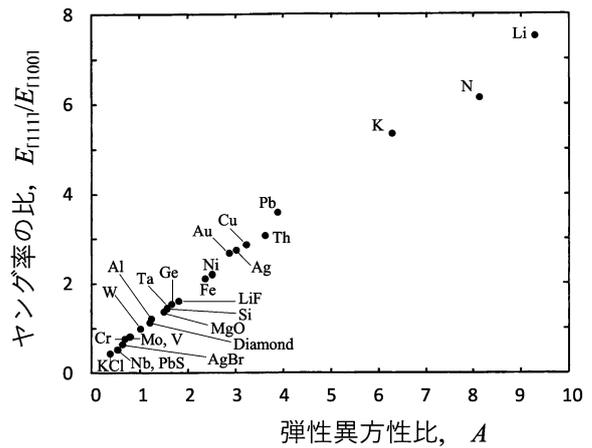


図3 弾性異方性比に対する $\langle 111 \rangle$ と $\langle 100 \rangle$ 方向のヤング率の比. 文献⁽¹¹⁾に掲載の図をもとに一部を描き直した。

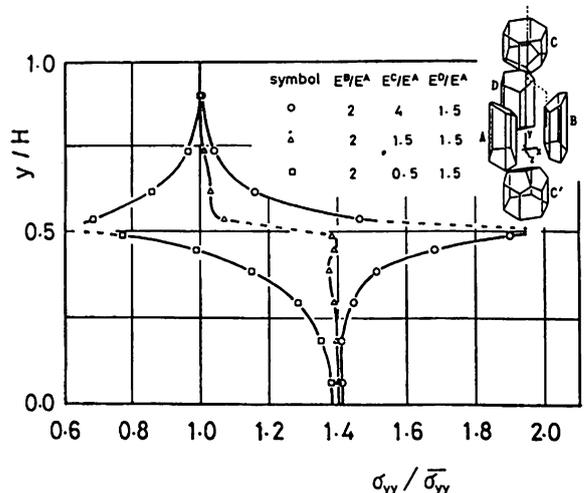


図4 粒界4重点近傍での弾性応力の分布の例。

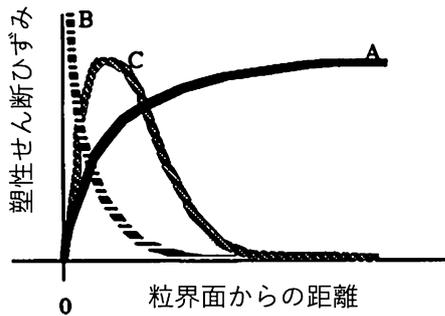


図5 結晶粒界近傍における主および2次すべり系に生ずる塑性せん断ひずみ分布の模式図。

では示していないが、応力場そのものが多軸化する⁽¹¹⁾。そのため塑性変形応答はさらに複雑化する。

(4) 塑性変形応答

前項では式(2)-(5)の条件に表れるひずみが「弾性」ひずみであるとして考えたが、塑性変形も生じていれば、式(2)-(5)は塑性成分を含んだ全ひずみ(ひずみの弾性成分と塑性成分の和)が満たさなければならない条件である。簡単のために弾性範囲では式(2)-(5)が満たされ、そこから負荷がわずかに増加した時に生ずる塑性ひずみ増分に仮想的な不適合が生ずる場合を想像しよう。この時に生ずる応力場は前項で考察した応力場と類似のものになるだろうが、その応力場に応じて生ずる変形は、応力値がすでに塑性すべりを生じさせるほどの大きさに達しているため、局所的にすべり変形が促進されたり抑制されたりする他に、粒内で活動するすべり系とは異なったすべり系が粒界近傍で活動することもあろう。すなわち粒内で主すべり系として活動するすべり系が結晶粒界やその接合箇所の近傍では活動を抑制され、他のすべり系が主すべり系に先立って活動する場合もある。このことは双結晶を用いた実験および計算で確認されている⁽³⁾⁽⁴⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾。このようにして粒界やその接合箇所の近傍ではすべりが多重化する可能性が生まれる。

すべりが多重化すると、次節に述べる転位の平均自由行程が粒内と異なったものになるので、結果として転位の蓄積速度に変更が生じて加工硬化の挙動も変わる。図5は結晶粒界近傍における主すべり系と2次すべり系の活動を模式的に描いたものである。多重すべりの生じた層状の領域が粒界近傍に形成される。この多重すべり層の厚さが粒径に依存しない、または粒径が大きいほど相対的に薄くなると仮定すれば、多重すべり層の存在が多結晶体の降伏応力や塑性流動応力の粒径依存性をもたらすことになる⁽¹⁴⁾。また多重すべり層では加工硬化率が変わるだけでなく、例えば圧延再結晶における核発生箇所となる可能性も高くなることが想像される⁽¹⁵⁾。

3. 塑性すべりにともなう転位蓄積と臨界分解せん断応力のモデリング

(1) SS 転位と GN 転位

塑性すべりにともなう転位の密度発展は次のようなモデルで記述される⁽¹⁶⁾。

$$d\rho = \frac{1}{b} \left(\frac{c}{L} - D\rho \right) d\gamma \quad (9)$$

ここで ρ と γ は転位の密度と塑性せん断ひずみであり、暗黙のうちに $\rho > 0$, $d\gamma \geq 0$ が仮定されている。式(9)右辺にある L , D および c は転位の平均自由行程と対消滅距離および数値係数である。右辺第1項は平均自由行程 L が小さいほど転位の蓄積が加速されること、右辺第2項は対消滅距離 D が大きいほどまた、すでに蓄積している転位の密度 ρ が高いほど転位の消滅速度が大きいことを表している。右辺第2項は変形とともに転位密度が減少する効果を与えているので、動的回復項と呼ばれる。式(9)は転位密度増分が塑性せん断ひずみの増分に比例し、転位の平均自由行程と対消滅距離がその速度に関与するようにモデル化されている。また上に述べたように密度が高いほど消滅もしやすいとモデル化されている。このように評価される転位を「統計的に蓄積する転位: statistically stored dislocations, SS 転位」と呼ぶ。

以下の近似

$$L = \frac{c^*}{\sqrt{\rho}} \quad (10a)$$

$$D = D_0 > 0 \quad (10b)$$

のもとで式(9)を積分すると、

$$\rho = \left[\frac{c}{D_0 c^*} + \left(\sqrt{\rho_0} - \frac{c}{D_0 c^*} \right) \text{Exp} \left(-\frac{D_0}{2b} \gamma \right) \right]^2 \quad (11)$$

$$\rho_{\text{sat.}} = \left(\frac{c}{D_0 c^*} \right)^2 \quad (12)$$

が得られる。ここで ρ_0 と $\rho_{\text{sat.}}$ は初期転位密度と飽和転位密度である。臨界分解せん断応力 (Critical resolved shear stress: CRSS と略す) が式(1)で与えられるとすると、式(11)の結果を用いて、

$$\text{CRSS} = a\mu b \left[\sqrt{\rho_{\text{sat.}}} + \left(\sqrt{\rho_0} - \sqrt{\rho_{\text{sat.}}} \right) \text{Exp} \left(-\frac{D_0}{2b} \gamma \right) \right] \quad (13)$$

となるので、 $\rho_0 < \rho_{\text{sat.}}$ ならば変形とともに硬化するが、 $\rho_0 > \rho_{\text{sat.}}$ ならば軟化する。後者のことはたとえばマルテンサイトラスのように初期転位密度が極めて高い場合に、ラスの方向と負荷軸方向との関係によっては起こりうる⁽¹⁷⁾。変形とともに軟化する場合、その領域単体では塑性変形が不安定化、局在化することを意味するが、マルテンサイト組織には軟化の生ずるラス方向と生じない方向の領域が混在している。変形中に一部の領域が軟化する可能性があることがマルテンサイト組織全体としての力学応答特性にどのような効果をもたらしているのか、興味深い研究課題である。なお式(10b)で $D_0 = 0$ 、すなわち動的回復が生じない場合、式(9)の積分結果は異なり、軟化は起こらない。

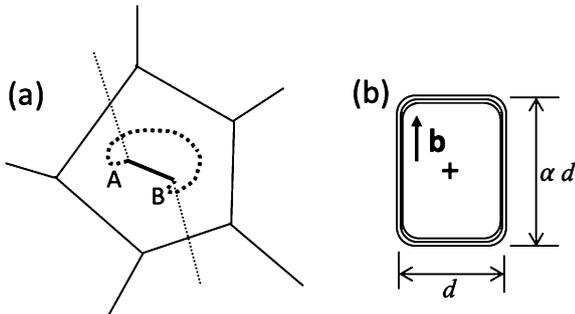


図6 結晶粒内での転位ループの放出 (a) と蓄積 (b).

SS 転位密度の増分は式 (9) のように評価したが、これを 3 次元空間中にさまざまに配置する個々のすべり系ごとに評価するために、以下のように拡張する。

$$d\rho_S^{(n)} = \frac{1}{b^{(n)}} \left(\frac{(1+\alpha)^2}{2\alpha} \cdot \frac{1}{L^{(n)}} - D^{(n)} \rho_S^{(n)} \right) \cdot |dy^{(n)}| \quad (14)$$

物理量の右肩につけた (n) はすべり系を識別するための番号である。式 (9) では暗黙のうちに $dy \geq 0$ が仮定されていたが、3 次元空間中ではすべり系の定義の仕方によって塑性せん断ひずみ増分は正にも負にもなりうる。式 (14) では塑性せん断ひずみ増分の正負にかかわらずに SS 転位の密度増分が与えられることを明示的に定義した。α は転位源から転位ループが放出される時のアスペクト比 (図 6) であり⁽¹⁸⁾、蓄積する SS 転位のらせん成分と刃状成分の比であると考えられることも可能である。転位の対消滅に伴って原子空孔が放出されることをモデル化する時にこの因子 α は一定の役割を果たす⁽¹⁹⁾ (20)。

幾何学的に必要な転位は塑性せん断ひずみの空間的な分布に変動があるとき、そこになければならない転位である⁽²¹⁾。塑性ひずみの空間的な勾配から刃状成分、らせん成分および密度ノルムが次のように求められる⁽¹⁸⁾ (22)。

$$\rho_{G, \text{edge}}^{(n)} = -\frac{1}{b} \frac{\partial \gamma^{(n)}}{\partial \xi^{(n)}}, \quad \rho_{G, \text{screw}}^{(n)} = \frac{1}{b} \frac{\partial \gamma^{(n)}}{\partial \zeta^{(n)}} \quad (15)$$

$$\|\rho_G^{(n)}\| = \sqrt{(\rho_{G, \text{edge}}^{(n)})^2 + (\rho_{G, \text{screw}}^{(n)})^2} \quad (16)$$

ここで $\xi^{(n)}$ と $\zeta^{(n)}$ はすべり系 n のバーガースベクトル $\mathbf{b}^{(n)}$ の方向および、すべり面上で $\mathbf{b}^{(n)}$ に垂直な方向である。

(2) 転位の平均自由行程と臨界分解せん断応力の拡張モデル

式 (10a) で与えられた転位の平均自由行程モデルの拡張にはいくつかの可能性があるが⁽²³⁾、我々は次のモデルを用いている、

$$L^{(n)} = \text{Min} \left[\frac{c^*}{\sqrt{\sum_m (w_S^{(nm)} \rho_S^{(m)} + w_G^{(nm)} \|\rho_G^{(m)}\|)}}, d_1^{*(n)}, d_2^{*(n)}, \dots \right] \quad (17)$$

Min は四角括弧 [...] 中に列記した引数の中で最小のものを取り出す関数である。式 (17) 右辺の第一の引数は式 (10a) を 3 次元空間に拡張しかつ GN 転位の寄与も取り入れたものである。 $w_S^{(nm)}$ と $w_G^{(nm)}$ はすべり系 m に蓄積した SS および GN 転位がすべり系 n を運動する転位の平均自由行程の決定に寄与する重みを与える。例えば m と n すべり系が同じす

べり系 ($m=n$) または互いに共面系であったならば転位の切り合いは生じないので、この組み合わせに関する重みを 0 とする、などとすることができる。運動転位と相互作用する蓄積転位の平均間隔の c^* 倍が平均自由行程を決定する第 1 引数となっている。この第 1 引数を有効転位間隔と呼ぶこともある。 c^* の値は 10 から 100 程度が提案されてきたが⁽²⁴⁾、これについてはさらに詳細を検討する必要があると思われる。

第 2 引数以降は微視組織に内在する特徴長さまたは変形中に発達する特徴長さであり、たとえば結晶粒径や双晶界面の間隔などが平均自由行程に寄与する。これらのいくつかの特徴長さのうちの最小のものが転位の平均自由行程となるモデルである。図 7 にこのことを模式的に示した。

臨界分解せん断応力は以下のように拡張した。

$$\theta^{(n)} = \theta_0^{(n)} + \sum_{m=1} \Omega^{(nm)} a \mu b^{(n)} \sqrt{\rho_S^{(m)}} + 3\beta \frac{\mu b^{(n)}}{d^{(n)}} \quad (18)$$

$\theta^{(n)}$ がすべり系 n の臨界分解せん断応力であり、右辺第 1 項は格子摩擦項、第 2 項は式 (1) に示した Taylor 項をすべり系ごとに展開した項で、 $\Omega^{(nm)}$ はすべり系 n と m の相互作用行列である⁽¹⁸⁾。第 3 項は我々は Orowan 項と呼んでいる。この項は Frank-Read 型の転位源から転位ループが放出される時、転位線の運動可能な領域が制限されるとループ放出に必要な応力が増加することによって由来する。図 8 にその一例を示した。転位源に Orowan 応力 ($\mu b/\lambda$ 程度：ここで λ は転位源のピン留め点間の距離) 以上の応力が加えられると図 8(a) のように転位弧が発達するが、図 8(b) の段階まで進むと矢印で示した箇所の転位弧の曲率が大きくなりすぎて、応力をさらに大きくしなければこれ以上運動が進まない。すなわち、転位源から閉じた転位ループが放出されるために必要な応力

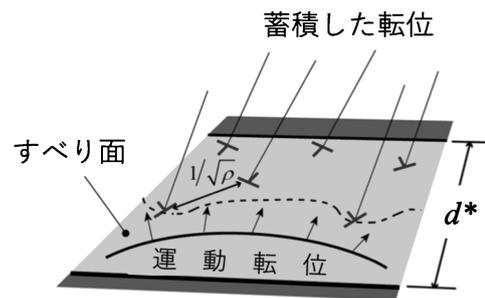


図7 転位の平均自由行程のモデル化。

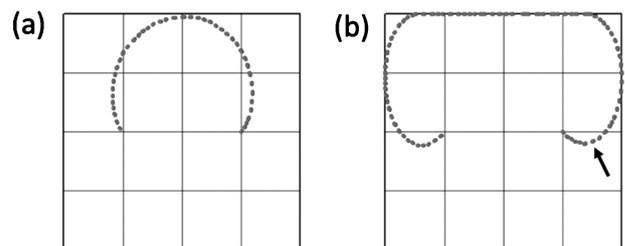


図8 制限された空間における転位ループの放出。拡張の初期 (a) および拡張が停止した時 (b) の転位弧の形状。

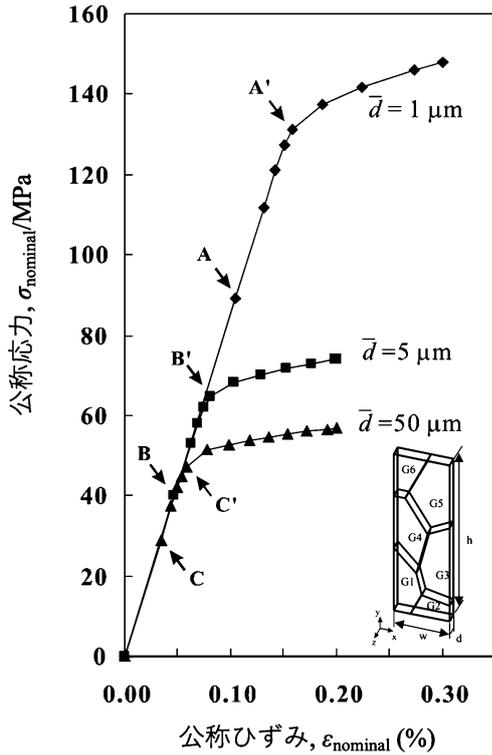


図9 6個の結晶粒からなるCu多結晶板の引張変形曲線．初期転位密度は $\rho_{0, total} = 1.2 \times 10^{12} \text{ m}^{-2}$ とした．

は、転位源の寸法だけではなく転位が運動する微視組織の寸法にも依存し、これが特徴長さとなる．組織が微細になればこの特徴長さが重要な効果をもたらす．式(18)の第3項はこのことを表している． β は1程度の値である．

図9は6個の結晶粒からなる薄い純銅多結晶板の引張変形を解析して得られた公称応力-公称ひずみ曲線である⁽²⁵⁾．各結晶粒の体積を求め、それと同じ厚さ、同じ体積を持つ円柱の直径を結晶粒径とし、それを式(17)(18)の特徴長さとした．粒径に依存して式(18)右辺第3項の寄与の大きさが変わるために、粒径が小さいほど降伏応力が高くなる．また、粒径が小さいほど式(17)の関数Minの第2引数が小さくなるために転位の平均自由行程も小さくなり、式(14)の転位蓄積項が大きくなって加工硬化率が高くなる．

4. 検 討 例

(1) 析出物分散合金の加工硬化⁽²⁶⁾

図10(a)は直径約39nmの硬質な球状バナジウム炭化物がフェライト母相中に分散する合金の一部を数値モデル化したもので、分散粒子の体積分率は約1.24%である．この合金の巨視的な加工硬化特性を評価するためにこの微視組織に内在する特徴長さを定義し、それを式(17)および(18)に用いることにする．特徴長さを求めるために、図10(b)に示すように試料中の注目する点を含みかつ、すべり面に平行な薄い領域を切り出し、注目する点の周囲にある析出物間の距離(図10(c))を計測した．図10(d)は(c)のようにして求めた距離

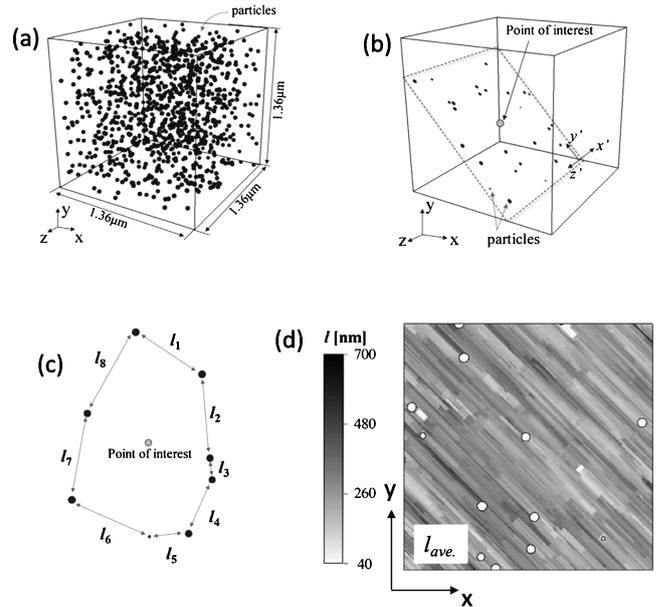


図10 硬質な析出物が分散している材料の力学応答解析．(a) 解析した試料，(b)，(c) 転位の平均自由行程の決定方法．(d) 組織中の特徴長さの空間分布．

の平均値 l_{ave} の試料中での分布、図11(a)は l_{ave} の頻度分布である．頻度分布は正規分布に類似し、最小値、最大値および平均値はそれぞれ、46, 627および263nmであった．変形解析にあたって、臨界分解せん断応力の評価に用いる特徴長さには l_{ave} を用い、転位の平均自由行程の評価に用いる特徴長さには $2l_{ave}$ を用いた．図10(d)と図11(a)に示されているように l_{ave} は微視組織中で大きく変動し、塑性変形の開始タイミングと加工硬化の大小が材料中で異なる．

図11(b)は応力ひずみ曲線の解析結果とImanamiらによる実験結果⁽²⁷⁾を示す．0.2%耐力の73%の応力レベルで、母相体積のうちの6.6%にすでに塑性すべりが生じ、このすべりの生じた場所は特徴長さ l_{ave} の大きい場所だった．その後0.2%耐力に達した時には母相体積の83%~87%で塑性すべりが生じていたが、残りの10%程度の領域では塑性すべりがまだ開始していなかった．

図12(a)(b)は公称引張ひずみ ϵ_{nom} がそれぞれ0.314%および5%の時に主すべり系に生じた塑性せん断ひずみの分布である．変形の初期($\epsilon_{nom} = 0.314\%$)ではすべり面に沿った方向に伸びる縞状の領域で相対的に大きなすべりが生じていた．変形が進み $\epsilon_{nom} = 5\%$ の時にはすべり面にほぼ垂直な方向にもひずみ値が高い領域が広い幅で伸びている．図13(a)(b)は $\epsilon_{nom} = 5\%$ の時の引張負荷方向(y軸に平行)の垂直応力の分布および、主すべり系に蓄積したGN刃状転位密度の分布である．応力が高くなっているのは、ほとんどの析出物およびそれらからすべり面に平行な方向に伸びる縞状の領域とすべり面に垂直方向に細く伸びる領域である．GN刃状転位の高密度領域はすべり面に垂直方向に発達しているが、多くは正負の刃状転位壁が組となっており、単結晶で見られたキンク帯⁽¹⁾と類似の構造であった．このキンク帯構造も加工

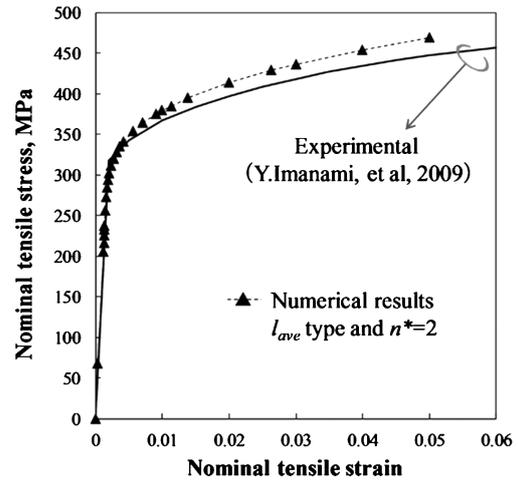
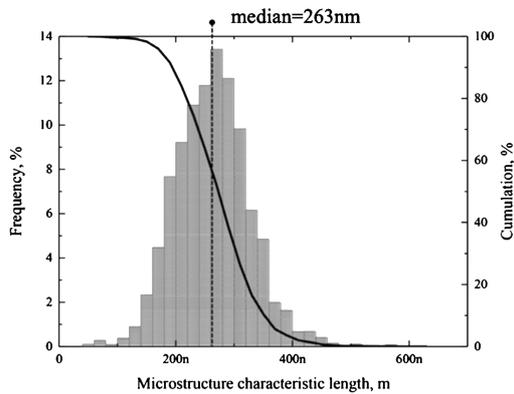


図11 (a) 硬質析出物分散合金モデルの特徴長さ l_{ave} の頻度分布, (b) 巨視的応力ひずみ関係および実験結果との比較.

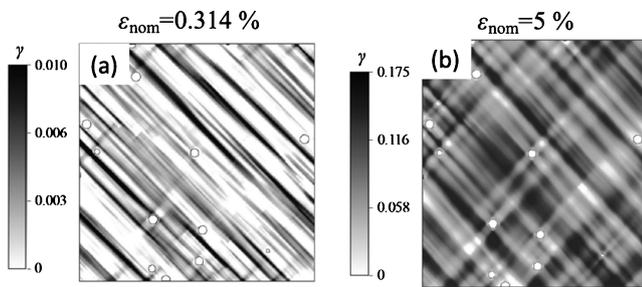


図12 主すべり系における塑性せん断ひずみの発展.

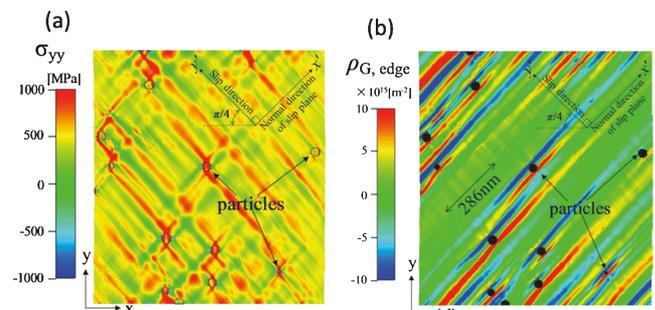


図13 公称ひずみが0.05の時の (a) 引張荷方向 (y 軸に平行) の垂直応力の分布および, (b) 主すべり系に蓄積した GN 刃状転位密度の分布.

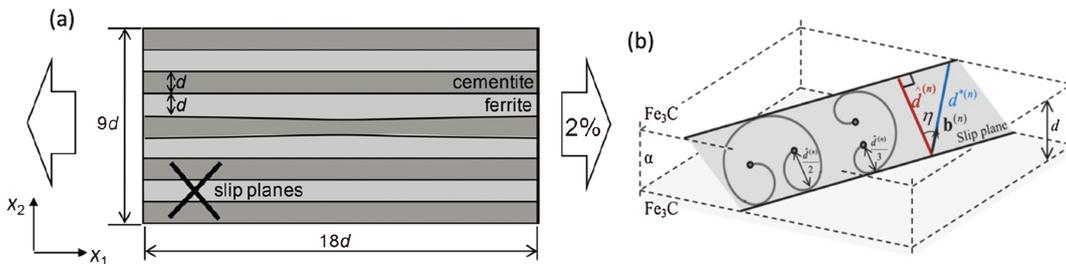


図14 パーライト積層構造体のモデル (a) よび, フェライト相のうすい層の中で変形に関する幾つかの寸法因子.

硬化に寄与しているものと考えられる.

(2) パーライト積層構造体におけるフェライト層の加工硬化⁽²⁸⁾

パーライト積層構造の構成相の一つであるセメンタイト相 (θ 相) は単体では脆性的であるがパーライト構造中ではある程度の延性を示す. その理由の一つは, パーライト構造中のフェライト相 (α 相) の加工硬化率が十分高ければセメンタイト相中に生じた塑性変形が局在化しにくいからである⁽²⁹⁾.

セメンタイトの層に挟まれたフェライト層の加工硬化特性を検討するために, 図14(a)に示すモデルを作り, これに引張荷を加えた時のフェライト層の挙動を調べた. ここで問題となる微視組織の特徴長さは図14(b)に示した d (α 相の層

厚さ), $\hat{d}^{(n)}$ (α 相のすべり面が α - θ 界面で切られたリボン状領域の幅) および, $d^{*(n)}$ (α 相中のすべり面上バーガスベクトル方向の直線が α - θ 界面で切られる長さ) である. また, α - θ 界面の原子構造に依存して, α 相中を運動して来た転位は界面に吸収される場合があり⁽³⁰⁾, 界面の転位吸収能力も検討すべき因子の一つである. ここでは臨界分解せん断応力に寄与する特徴長さを $\hat{d}^{(n)}$ とし, 転位の平均自由行程を決める特徴長さは $d^{*(n)}$ または, 界面に転位吸収能力がある場合を想定して $d^{*(n)}$ の定数倍 (ここではその定数を β で表す. 式(18)の β とは異なる) とした.

厚さ d を100および500 nm として得られた α 相の応力ひずみ関係を図15に示す. $d = 500$ nm では塑性変形は応力が

