

博 士 論 文

第 2 相粒子を含む分散強化型 2 相合金中の
転位蓄積と巨視的加工硬化特性の
結晶塑性解析

2017 年 3 月

奥 山 彫 夢

目 次

第1章 緒 言	1
1.1 分散強化合金	3
1.2 研究背景（分散強化合金に関する研究について）	5
1.3 研究目的	9
第2章 分散強化合金の変形特性	11
2.1 分散強化合金の降伏強度と加工硬化の寸法依存性	11
2.2 分散強化合金中での2次すべり系の活動	17
第3章 結晶塑性解析モデル	21
第4章 有限要素モデルと解析条件	27
4.1 数値解析に用いる有限要素モデル	27
4.1.1 単結晶中に粒子を一つ含む3次元モデル	27
4.1.2 単結晶中に複数の粒子が2次元的に分散する3次元平板モデル	30
4.2 分散粒子の有効平均間隔	32
4.3 材料条件と結晶方位	32
4.3.1 VC steel の材料定数	32
4.3.2 Cu steel の材料定数	33
4.3.3 母相および第2相の結晶方位	34

第5章 結果と考察	37
5.1 分散強化合金の加工硬化モデルの検討	37
5.1.1 粒子一つを含むモデルの結果の詳細と実験結果との比較	37
5.1.2 粒子直径分布と粒子の平均間隔	48
5.1.3 粒子が不規則に分散した結晶中を運動する転位の平均自由行程	49
5.1.4 転位の平均自由行程に関与する因子	52
5.1.5 2次すべり系の初期 CRSS とその活動による加工硬化	53
5.2 複数の粒子が分散する微視組織に生ずる変形	69
5.3 粒子の体積分率依存性と寸法依存性	75
5.3.1 粒子の体積分率依存性	75
5.3.2 粒子の寸法依存性	79
5.4 分散強化合金に生ずるバウシinger効果	84
5.5 母相に比べ軟質な第2相粒子が分散する合金の加工硬化モデル	94
第6章 結言	101
参考文献	105
謝辞	109
本研究に関する公表論文および学会講演の目録	111

第 1 章 緒言

金属材料は優れた強度特性を持ち、現代文明において欠かせない材料となっている。そのため、金属材料が持つ強度特性の発現機構を理解することは重要であり、これまで多くの研究がなされてきた。金属材料の強度特性を示す方法として、応力ひずみ曲線がある。その概略を引張変形の場合を用いて図 1.1 に示す。縦軸の公称応力と横軸の公称ひずみは、それぞれ引張の外力によって材料に作用する力の密度と変形前の長さに対する変形後の長さの相対値である⁽¹⁾。材料は初め弾性変形によって応力とひずみが増加する。ここでは、線形弾性体の場合について述べる。弾性変形中、応力とひずみはフックの法則により比例関係にあり外力を除くと初期の状態に戻る。弾性変形が進んでいき、ある一定のしきい応力（降伏応力）に達すると降伏と呼ばれる塑性変形の開始点に到達する。塑性変形開始後の弾塑性変形中、応力とひずみの比例関係は成り立たなくなる。この時、ひずみに対し応力レベルが増加し硬さが増す現象は、加工硬化と呼ばれている。塑性変形開始後は、外力を除いてもひずみが残る、これを塑性ひずみ又は永久ひずみと呼ぶ。

金属材料の変形は次のように理解されている。金属材料は一般的に結晶構造を有する。結晶構造とは、物質の根源となる原子が規則的に配列した構造である。しかし結晶構造中にはいくつかの欠陥が存在し、原子空孔や不純物原子などの点欠陥、転位などの線欠陥、結晶粒界や異相界面などの面欠陥に分類される⁽²⁾。中でも線欠陥の一つ

である転位が結晶中に存在すると，材料が外力を受けた際に，内部に生ずるせん断応力を駆動力に転位が運動する．そのため結晶の配列がずれて変形する．この変形はすべり変形と呼ばれ外力が除荷されても，材料中に変形が残る．即ち塑性変形である．この転位の運動によるすべり変形は金属材料が塑性変形する要因の一つである．つまり金属材料の塑性変形に関する強度は，転位の運動に対する抵抗により変化する．運動転位に対する抵抗が増加することは，すべり変形に必要なせん断応力の増加を意味し塑性変形に対する強度が増加する．金属材料の代表的な強化機構は転位の運動と密接な関係があり，固溶強化，転位強化，粒子分散強化，結晶粒微細化強化の4種類がある⁽³⁾．本研究は中でも粒子分散強化された合金の加工硬化特性について述べる．

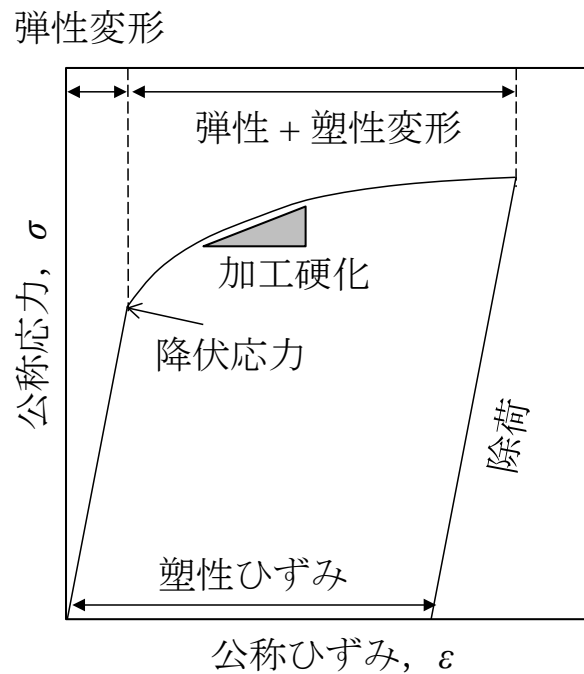


図 1.1 材料の強度特性を表す応力ひずみ曲線の概略図.

1.1 分散強化合金

本論文では、材料中に第 2 相粒子を分散又は析出させた合金について述べる。その第 2 相を含む合金は、材料工学の分野ではそれぞれ分散強化型と析出強化型に分けて定義されることがある。その定義は材料の作成過程によって分類される。分散強化型とは、溶解しにくい酸化物粒子などの第 2 相を粉末冶金法などにより母相金属中に分散させるもので、図 1.2⁽⁴⁾⁽⁵⁾にその一例を示す。析出強化型とは、熱処理などによって母相材料中に含む合金元素の相を析出させることで第 2 相を分散させるもので、図 1.3⁽⁶⁾にその一例を示す。また転位論を基にした強化機構の観点からは、転位に対して第 2 相粒子が強力な障害物となる場合に分散強化、分散強化に比べ転位に対して第 2 相粒子が弱い障害物となる場合に析出強化と分けて定義される。しかし強化機構としてはどちらも第 2 相が転位の運動の抵抗となることによるものであるため、本論文ではまとめて分散強化機構（合金，法，etc.）と述べる。

合金の分散強化は、上述のように一般的に母相中にそれよりも硬質な第 2 相を分散させて高強度を得るものである。高強度を得られる機構は次のように考えられている。材料が降伏する、即ち塑性変形を開始するには結晶内で転位の運動が開始し大規模なすべり変形を伴わなければならない。しかしすべり変形しにくい硬質な第 2 相が母相結晶中内に分散していると、大規模なすべり変形を開始するには運動転位が第 2 相の間をくぐり抜けて運動しなければならない。その運動の様子を図 1.4⁽⁷⁾に示す。このような機構は **Orowan 機構** と呼ばれている。この機構によりすべり変形を担う転位の運動には、第 2 相の無い单相の場合に比べ、より大きなせん断応力が必要となり降伏応力が増加する。また **Orowan 機構** により粒子の間を運動転位がくぐり抜けた後、図 1.4(e)に示すように粒子周りに転位ループを残す。この転位ループは **Orowan ループ** と呼ばれている。**Orowan ループ** は応力場を形成するため、更なる転位の運動にはより大きなせん断応力が必要となり加工硬化すると考えられている。以上の様に分散強化合金は高い降伏応力と加工硬化特性を示し優れた強度特性を有する。

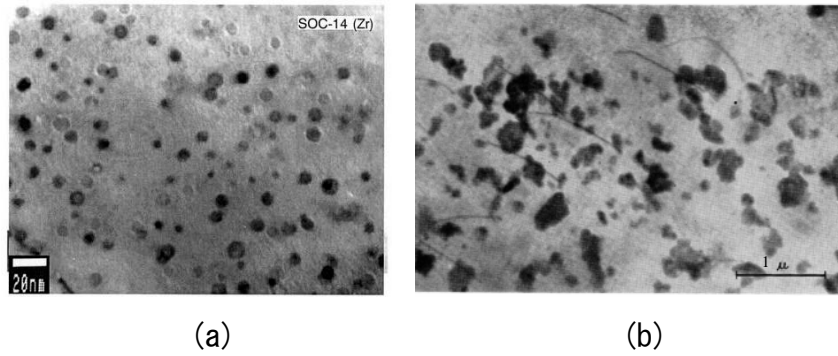


図 1.2 粉末冶金法により作成された酸化物粒子分散強化型合金の電子顕微鏡写真. (a) フェライト相中にイットリウム酸化物粒子を分散させた酸化物分散強化型 (ODS) 鋼⁽⁴⁾. 酸化物粒子の平均粒径は約 7nm と非常に小さな粒子が分散している. (b) マグネシウム相に酸化物粒子を分散させた分散強化型マグネシウム合金⁽⁵⁾. 粒子径は数百 nm と比較的大きな直径であり, 結晶粒微細化へ寄与していると思われる⁽⁵⁾.

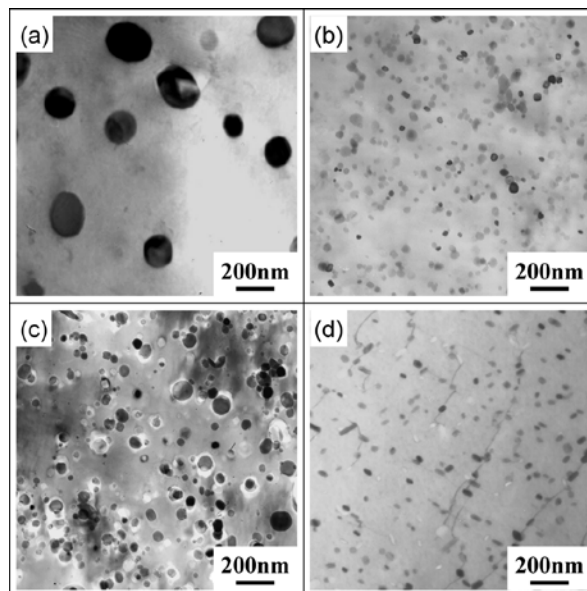


図 1.3⁽⁶⁾ (a), (b) および (d) は時効処理によってフェライト相中に第 2 相を析出させた合金の透過型電子顕微鏡 (TEM) 像. (a) はセメンタイト粒子を析出させた Fe_3C 鋼. (b) はバナジウム炭化物粒子を析出させた VC 鋼. (d) は Cu 粒子を分散させた Cu 鋼. (c) は粉末冶金法によりフェライト相中に TiO_2 酸化物粒子を分散させた合金の TEM 像.

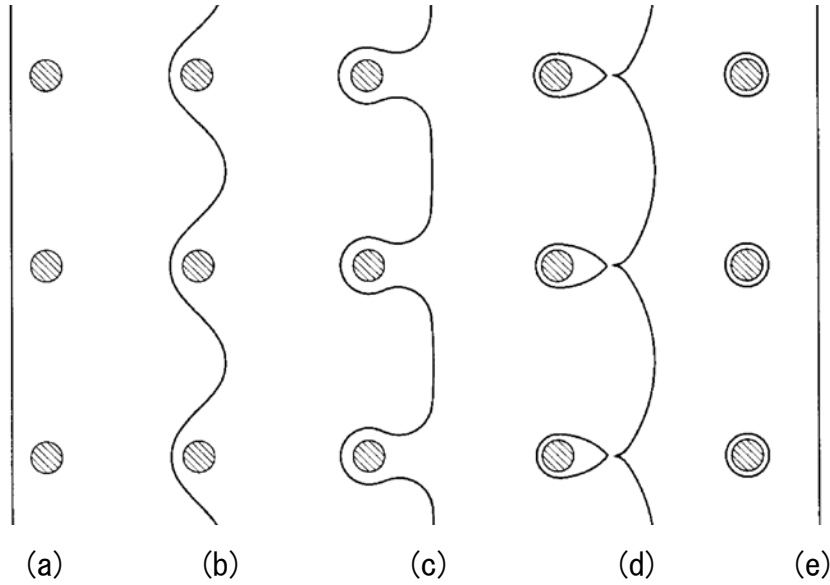


図 1.4 粒子が分散する結晶中の転位の運動様式⁽⁷⁾. 母相結晶中の運動転位は、(a) から (e) の様に第 2 相粒子の間をくぐり抜けて運動する.

1.2 研究背景

Orowan 機構により結晶中に分散する第 2 相粒子群を運動転位が抜けていく過程は次の通りである. 塑性変形の難しい硬質な第 2 相粒子がすべり面上に有ると, 転位は粒子を通り抜けられないため図 1.5 に示すように張り出す (ただしここでは見やすい様に大げさに張出している). 粒子を挟んで張出した転位同士は反符号の関係にあるため反応消滅⁽¹⁰⁾して図 1.4(d)(e)に示すよう Orowan ループを残し進んでいく. この様に Orowan 機構により結晶中を転位が大規模に運動するには粒子の間に転位が大きく張出す必要がある. この時に必要なせん断応力は Orowan 応力と呼ばれており, 転位のバーガスベクトルの大きさ \tilde{b} , せん断弾性係数 μ と粒子の表面間隔 l から以下の式で求まる.

$$\tau_{Orowan} = \frac{\mu \tilde{b}}{l} . \quad (1.1)$$

分散強化合金の高い降伏強度は Orowan 応力によって生ずる. 式(1.1)の Orowan 応力は基本となる考え方であり, 実際には粒子は無数に分散しており平均の粒子の表面間

隔を用いて降伏強度を評価する．また粒子の直径や表面間隔の大小によって転位の相互作用が異なり，運動転位が粒子の間を抜けだしやすくなる条件下では Orowan 応力が低下する⁽⁸⁾など，Orowan 応力に関する詳細な研究は多くなされている．また最近では，分子動力学法を用いた数値シミュレーションによって粒子と転位の相互作用に関して原子論的な側面から検討した研究⁽⁹⁾もおこなわれている．

分散強化合金の加工硬化は次のように考えられている．Orowan 機構により大規模な転位の運動が生じた後，粒子周りに形成する Orowan ループは応力場を形成するため粒子径が大きくなったと見ることができる．そのため粒子の表面間距離 l が小さくなったとすれば，後続の運動転位がその分散粒子間を通り抜けるには，より大きなせん断応力が必要になり加工硬化すると考えられている⁽¹⁰⁾．または，形成された Orowan ループにより生ずる応力場が転位源からの新たな転位ループ放出に対する抵抗となり加工硬化するという考え方もありその機構については Fisher らが詳細に論じた⁽¹¹⁾．Orowan ループの持つ応力場から生ずる加工硬化の機構を Eshelby の介在物理論⁽¹²⁾を用いて求める研究⁽⁷⁾も報告されている．以上の様に分散強化合金の加工硬化は Orowan ループが主な要因であると考えられている．

実験的研究でも分散粒子の周囲に形成された Orowan ループが観察されており，図 1.6 に一例を示す⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾．しかし変形のある程度進んだ材料中では，Orowan ループの形成と同時に，母相中のより広い領域に転位が蓄積する現象も観察されている⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾．図 1.7 はそれぞれ 2.5% 引張変形を与えた材料と 15% せん断ひずみを与えられた単結晶試料の電顕写真であり，粒子間の母相中に複雑に絡み合った転位の蓄積が見られる．これと同様の転位蓄積は転位動力学法を用いた数値シミュレーション⁽¹⁷⁾においても，図 1.8 に示すように観察できる．つまり降伏強度や塑性変形初期の加工硬化は Orowan 機構により説明できるとしても，塑性変形がさらに進んだ後では母相に蓄積する転位による加工硬化も考慮する必要があることがわかる．しかし母相に蓄積する転位に関する検討は十分とは言えない．

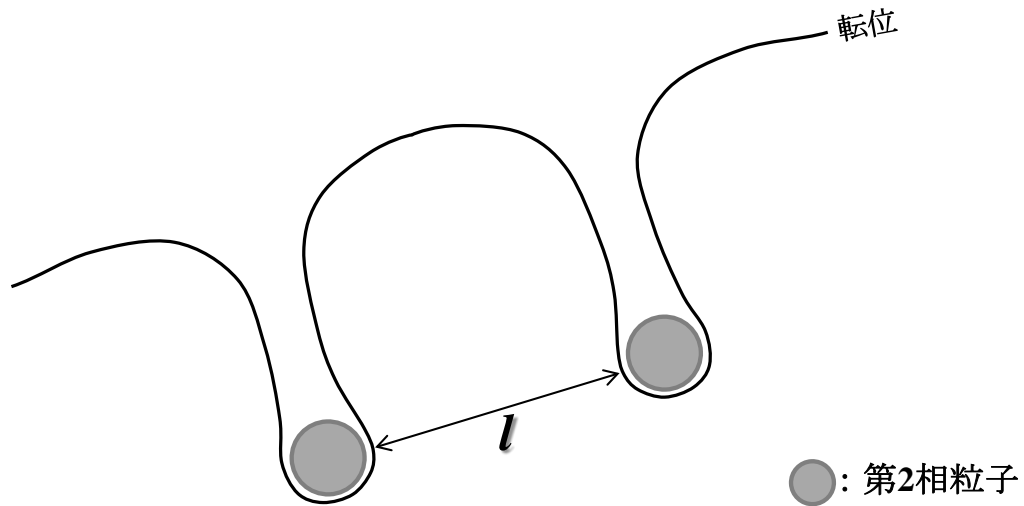


図 1.5 Orowan 機構により第 2 相粒子の間を抜けていこうとし大きく張り出した転位と、粒子の表面間隔 l .

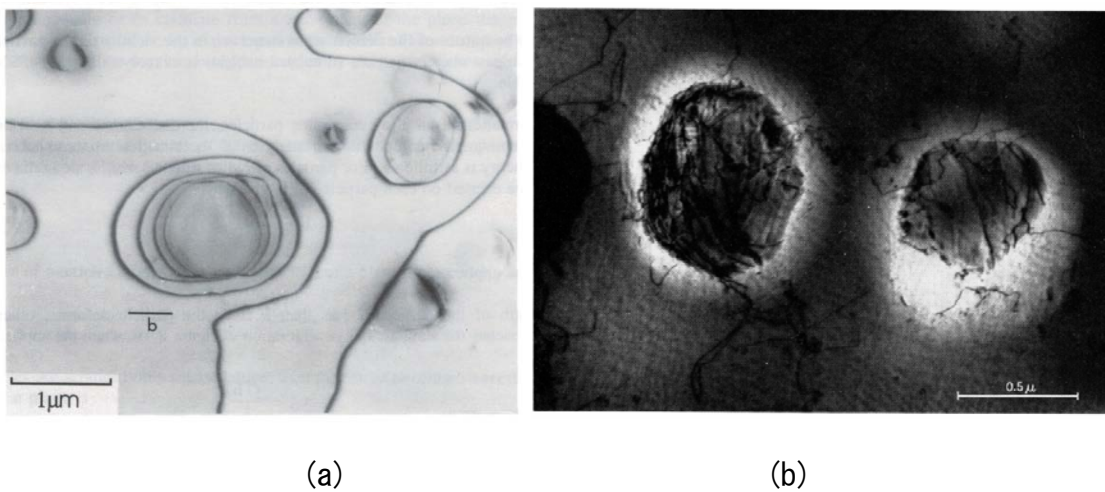
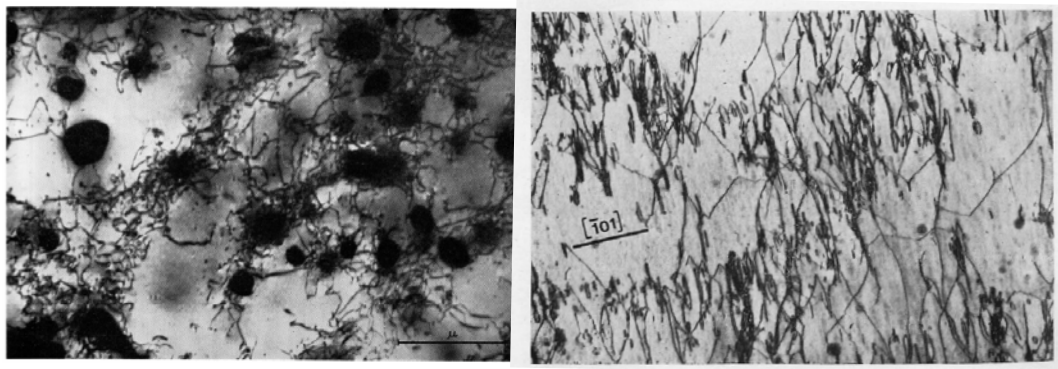


図 1.6 粒子の周囲にある転位. (a) Ni_3Si 粒子の周りに観察された鮮明な Orowan ループ⁽¹³⁾. (b) セメントイト粒子周りの転位組織⁽¹⁴⁾.



(a)

(b)

図 1.7 分散強化合金の変形が進んだ際に観察される転位組織. (a) 2.5%引張変形した AL-Si 合金中の析出物と転位組織⁽¹⁵⁾. (b) Cu 単結晶中に SiO_2 粒子を分散させた材料に 15%のせん断ひずみを与えた際に観察された転位組織⁽¹⁶⁾.

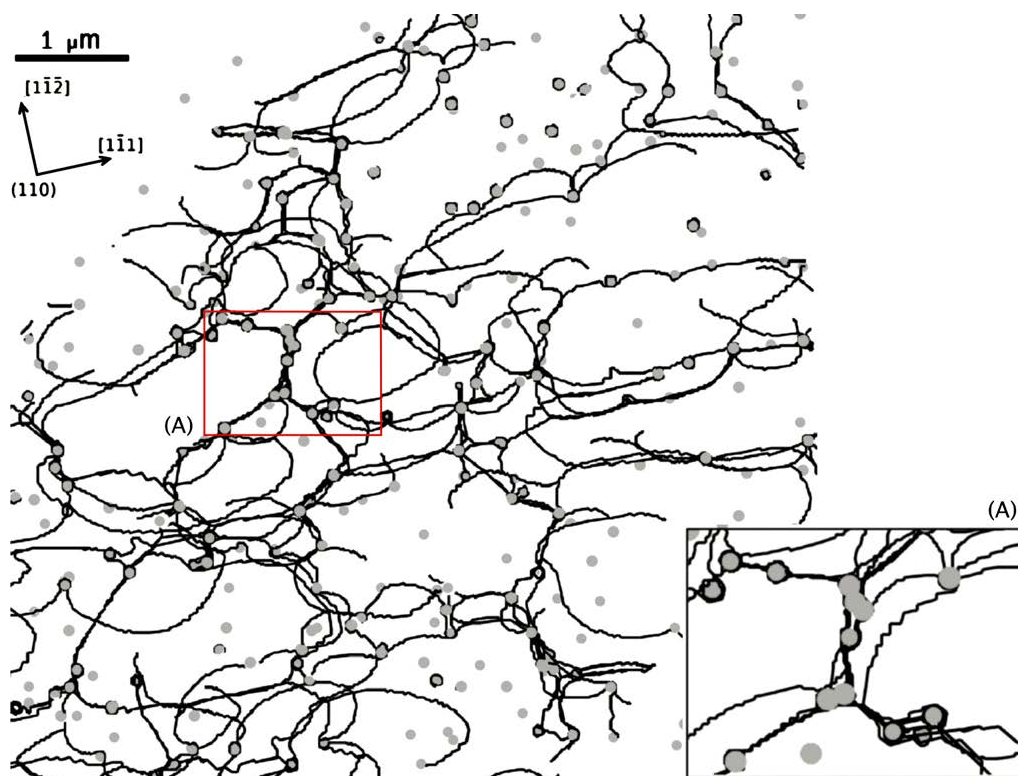


図 1.8 転位動力学 (DD) シミュレーションにより得られた数値解析結果⁽¹⁷⁾.

ランダムに粒子が分散する微視組織中で単一すべりにより塑性ひずみが 1%の状態.

1.3 研究目的

本研究は、分散強化合金の加工硬化特性を母相に蓄積する転位密度に注目し評価することを試みる。その手法として有限要素法結晶塑性解析⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾を用いる。その際、分散強化合金の特徴である高い降伏強度と加工硬化を得るために、分散強化合金中の塑性すべり（又は転位運動）の素過程をモデル化し結晶塑性構成式に導入する。またそのモデルの妥当性を評価するために実験との比較を行う。

数値解析のための幾何学モデル、材料条件等は九州大学の中田らによって行われたフェライト母相中にバナジウム炭化物が分散した VC steel に関する研究⁽²⁰⁾を参考に決定する。数値解析から得られた応力ひずみ曲線を実験結果（図 1.9(a)）のそれと比較する。また、母相のフェライトより単相において強度レベルの低い Cu の粒子を分散させた Cu steel の場合、図 1.9(b)に示す様に降伏強度が VC steel の様に高く、加工硬化率は小さい。降伏強度が VC steel と同様に高いのは、Cu 粒子が微細であるため変形初期では硬質な性質を示し Orowan 機構により転位が運動するためと考えられる。しかし VC 粒子ほど硬質ではない Cu 粒子は母相の変形が進むと塑性変形するため加工硬化率は小さいと考えられる。図 1.10 は公称ひずみが 2% となるまで変形した後の VC steel と Cu steel の TEM 像であるが、VC 粒子は球状に近い形状であるのに対し、Cu 粒子は形状が伸びて変形している様子が観察される。また母相中に蓄積する転位密度も VC steel に比べると Cu steel は明らかに少ない。そこで一般的な合金である硬質粒子分散鋼だけではなく、粒子が塑性変形し母相中に蓄積する転位密度が少ない場合に関して、数値解析を行い実験結果と比較検討する。硬質粒子を含む VC steel と軟質粒子を含む Cu steel の異なる力学特性について、同じ加工硬化モデルにより再現することで一般性のある数値解析手法の知見を得ることを目的とする。

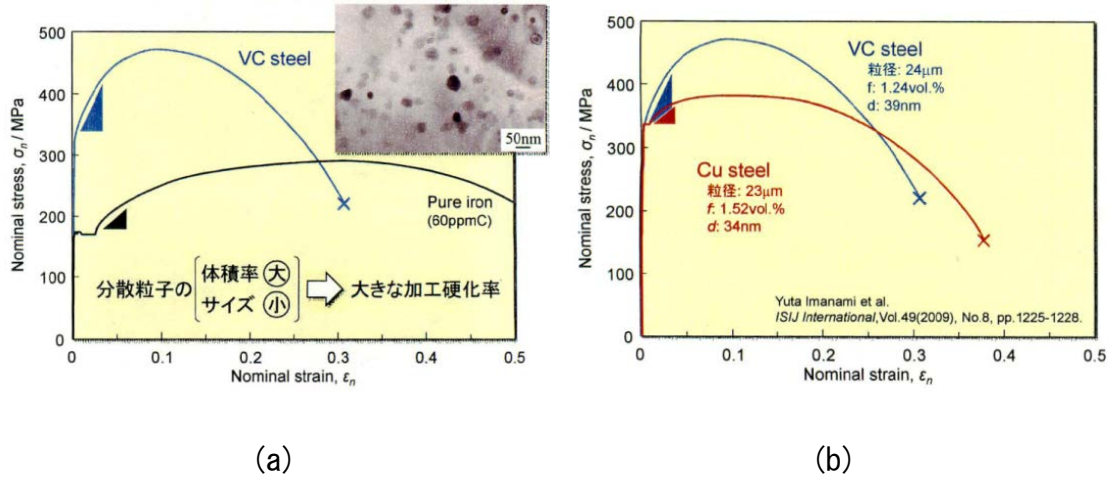


図 1.9 九州大学の中田らによる実験結果の応力ひずみ曲線⁽²¹⁾. (a) フェライト母相中にバナジウム炭化物粒子を分散させた VC steel と純鉄の比較. (b) VC steel とフェライト母相中に Cu 粒子を分散させた Cu steel の比較.

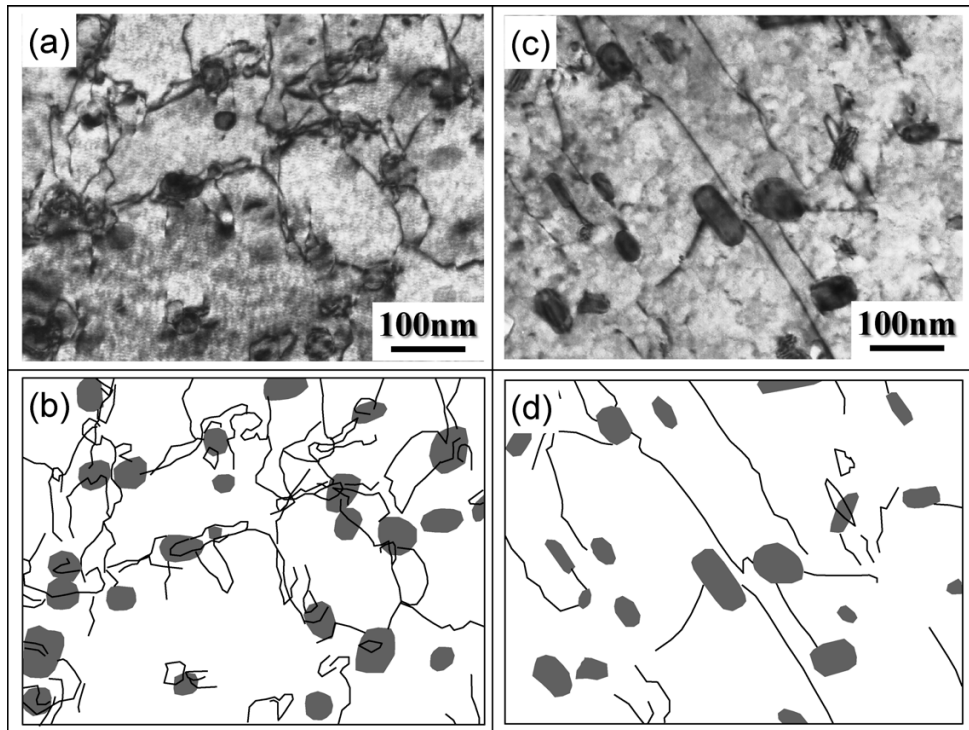


図 1.10 九州大学の中田らによる実験結果⁽⁶⁾. (a) (c) は公称歪 2%変形した材料の TEM 画像, (b) (d) は TEM 画像中の転位をトレースした図. (a) (b) は VC steel, (c) (d) は Cu steel.

第2章 分散強化合金の変形特性

この章では、分散強化合金中に分散する第2相粒子によって生ずる強度増加の効果をモデル化し結晶塑性構成式に導入するため、その特性を整理する。

2.1 分散強化合金の降伏強度と加工硬化の寸法依存性

分散強化合金の降伏は、前章で述べたように大規模なすべり変形に伴い生ずるとすると、すべり系に作用するせん断応力が **Orowan** 応力に達することで生ずる。**Orowan** 応力は式(1.1)に示すように μ , \tilde{b} , l に依存する。ここで μ と \tilde{b} は母相金属の材料定数であり、分散強化合金であることによって変化するパラメータは粒子の表面間隔 l である。また合金中の局所的な領域、即ち二つの粒子間を運動転位が抜けていく時の **Orowan** 応力は式(1.1)となるが、分散強化合金の特性として巨視的な降伏を考えるならば、**Orowan** 応力は粒子の平均表面間隔 \bar{l} を用いて次のように与えられる。

$$\tau_{\text{Orowan}} = \frac{\mu \tilde{b}}{\bar{l}} . \quad (2.1)$$

つまり **Orowan** 応力は粒子の平均表面間隔が短くなるほど高い値となり、分散強化合金の降伏強度は増加する。

粒子の平均表面間隔を決定する方法として正方配列近似がある。正方配列近似では、図 2.1(a)に示すような3次元材料中に粒子が3次元的に分布している状態を、図 2.1(b)

に示すように粒子の平均直径 \bar{d} に等しい厚さの平板状の空間に2次元的に正方配列したものに置き換える. この時の図2.1(b)中に示す \bar{l}_{center} が正方配列近似による粒子平均間隔である. 平均の間隔であるため最近接粒子間隔だけではなく $\sqrt{2} \bar{l}_{center}$ も考慮した平均間隔とするべきに思うが, Orowan 機構が働く場合, 転位は粒子の間を張り出すから, 転位が直線である場合に比べ接触する粒子が多くなる⁽¹⁰⁾ことで正方配列近似の \bar{l}_{center} となる. その様子を図2.2に示す. 図2.2の(a)と(b)は, それぞれ正方配列された粒子が分散する領域において転位が張出した時の模式図である. この様に転位が張出して進んでいくとすると, 最近接粒子間隔が Orowan 応力の決定に支配的であることが分かる. 正方配列近似による最近接粒子間隔を \bar{l}_{center} とすれば, それは次のように求められる.

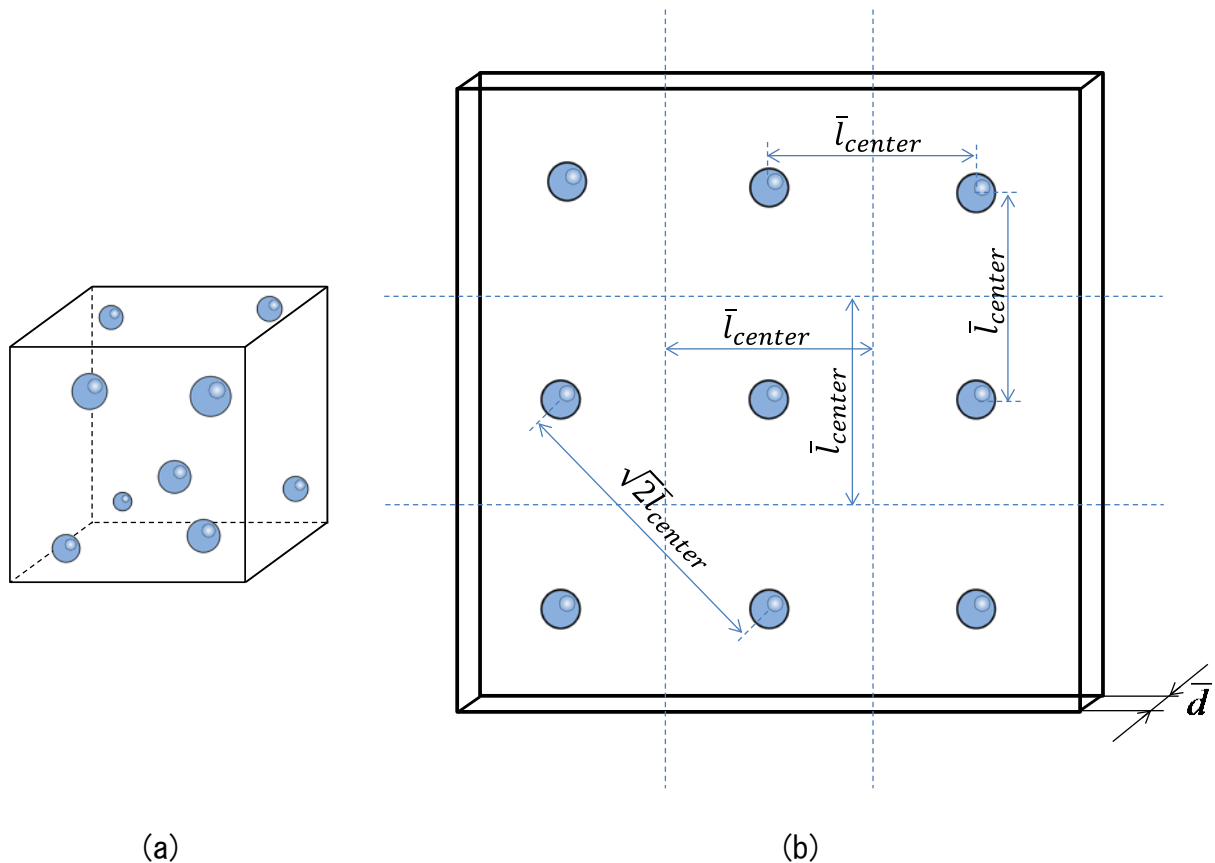


図2.1 三次元中に分散する粒子の平均間隔を正方配列近似とし求める際の概略図. (a) 三次元中に粒子が不規則に分布している状態. (b) 三次元中に分布する粒子を平均粒子直径 \bar{d} に等しい厚さの平板中に正方配列した際の概略図.

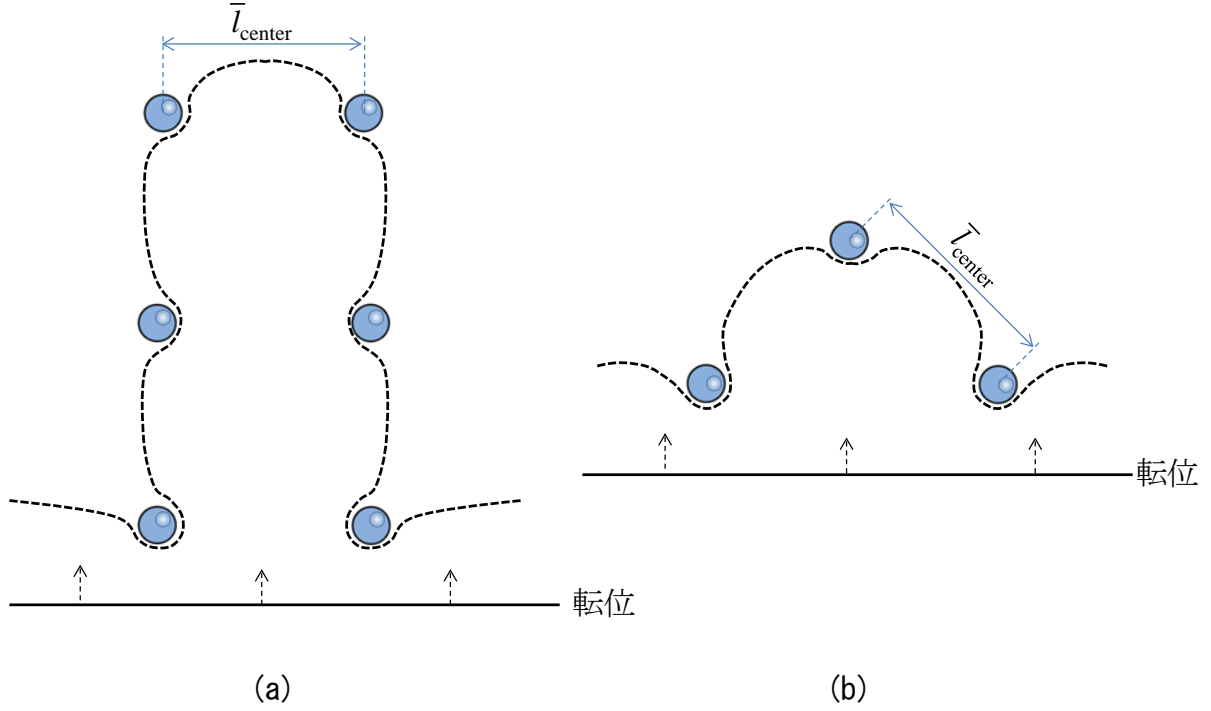


図 2.2 粒子が正方配列している際に張り出した転位が Orowan 機構により粒子間を抜けていく直前の様子.

図 2.1(a)と(b)で粒子一つ分が占める材料体積は、粒子の中心の平均間隔を \bar{l}_{center} 、材料の体積を V 、粒子の平均直径を \bar{d} 、粒子の数を N とすれば

$$\bar{l}_{center}^2 \bar{d} = \frac{V}{N} \quad (2.2a)$$

となる．式(2.2a)から \bar{l}_{center} を求めると

$$\bar{l}_{center} = \sqrt{\frac{1}{\bar{d}} \frac{V}{N}} \quad (2.2b)$$

となる．またこの時の材料中に占める粒子の体積分率 V_f は

$$V_f = \frac{\frac{4}{3}\pi\left(\frac{\bar{d}}{2}\right)^3 N}{V} \quad (2.3)$$

である．式(2.2b)と(2.3)から粒子の中心の平均間隔は V_f と \bar{d} だけを用いて

$$\bar{l}_{center} = \sqrt{\frac{\pi}{6V_f}} \bar{d} \quad (2.4)$$

に書き直すことが出来る．式(2.4)は粒子の中心間隔であるため，より精度の高い Orowan 応力を求めるには，粒子の中心間隔から粒子直径を引いた粒子の表面間距離とする必要がある．球状粒子が任意の断面で切られた時の断面円の平均直径（粒子の有効直径と呼ぶ）は次の様に求めることが出来る．図 2.3(a)に示すように球の任意の断面円の直径を d_a とする．ある方向 x に対する d_a の値を，図 2.3(b)に示す $d_a(x)$ とすると， x_1 から x_2 における関数 $d_a(x)$ の平均値は次のような式で表すことが出来る．

$$\bar{d}_a = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} d_a(x) dx \quad (2.5)$$

$(x_2 - x_1)$ はすなわち粒子直径 d であり，右辺の積分項は直径が d の円の面積である．つまり式(2.5)は次のように書き換えられる．

$$\bar{d}_a = \frac{\pi \left(\frac{d}{2}\right)^2}{d} = \frac{\pi}{4} d \quad (2.6)$$

式(2.6)の粒子の有効平均直径を用いると，粒子の平均表面間距離は

$$\bar{l} = \bar{l}_{center} - \bar{d}_a = \sqrt{\frac{\pi}{6V_f}} \bar{d} - \frac{\pi}{4} \bar{d} = \left(\sqrt{\frac{\pi}{6V_f}} - \frac{\pi}{4} \right) \bar{d} \quad (2.7)$$

となる．以上の様に粒子の平均間隔は粒子の直径と体積分率に依存する．図 2.4(a)は平均粒子直径 \bar{d} に対して式(2.7)により求まる粒子の平均間隔 \bar{l} をプロットしたグラフであり，体積分率 1% と 2% の場合について示す．体積分率が一定の場合，平均粒子直径が小さくなるほど粒子の平均間隔は狭くなる．図 2.4(b)は粒子の体積分率 V_f に対して式(2.7)により求まる粒子の平均間隔 \bar{l} から平均粒子直径 \bar{d} を除した値をプロットしたグラフである．平均粒子直径に依らず，図 2.4(b)から体積分率が増えるほど粒子の平均間隔は狭くなる．つまり式(2.1)と式(2.7)から分散強化合金の降伏強度は，粒子の平均直径と体積分率に依存する．これらの粒子直径依存性と体積分率依存性は実験にお

いても示されている．図 2.5⁽²³⁾の(a)は銅単結晶中に SiO_2 粒子を分散させた材料のせん断応力—せん断ひずみ曲線である．ここで SiO_2 粒子は銅に比べ硬質であり塑性変形は生じない．Curve 1 と 2 は，銅単結晶．Curve 3, 4 と 5 は SiO_2 粒子を含む銅単結晶の合金である．Curve 3, 4 と 5 は平均粒子直径が約 90nm で一定であり，体積分率がそれぞれ 0.33%，0.66%，1.0%の結果である．体積分率が増加するほど降伏応力，加工硬化率共に増加している．また粒子の体積分率が 0.33%と小さい場合には，単相単結晶試料と同様に stage I ～ III の 3 段階硬化の特徴を示しているが，0.66%と 1.0%の場合では降伏直後から放物線型の高い加工硬化率を示す．図 2.5 の(b)は(a)と同様に銅単結晶中に SiO_2 粒子を分散させた材料のせん断応力—せん断ひずみ曲線である．(b)は体積分率一定の下，平均粒子直径が異なる試料の結果である．C1050，C950，C850 の曲線の粒子の平均直径はそれぞれ約 184nm，107.5nm，90.8nm であり，粒子の体積分率は 1%である．体積分率が一定の場合では平均粒子直径が小さくなるほど降伏応力，加工硬化率共に増加している．図 2.5 に示す二つの実験結果から分散強化合金の強度特性は粒子の平均直径と体積分率に依存していることが分かる．また Ebeling と Ashby は粒子の体積分率が 1%の試料において生ずる放物線型の加工硬化により増加するせん断応力を以下の式で表現している⁽²³⁾．

$$\frac{\tau_h}{G} = \frac{\tau - \tau_0}{G} = K \sqrt{\frac{b V_f \gamma}{\bar{d}}} \quad (2.8)$$

ここで τ_h は加工硬化により増加するせん断応力， G はせん断弾性係数， K は約 0.24 の数値係数， b はバーガースベクトル， γ はせん断ひずみである． V_f と \bar{d} はそれぞれ粒子の体積分率と平均直径である．この様に酸化物粒子を含む銅単結晶試料の加工硬化が粒子の体積分率と平均直径に依存することが示されている．

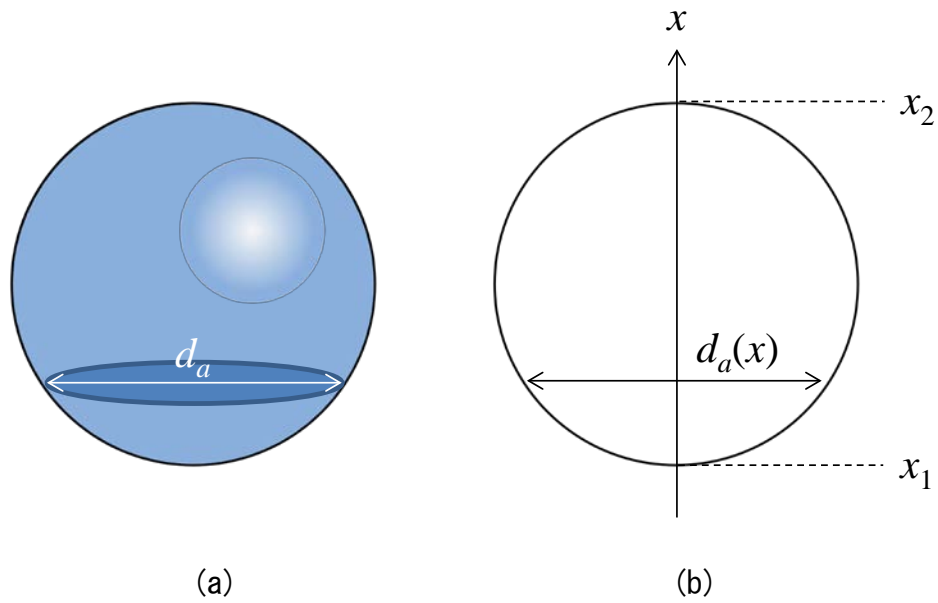


図 2.3 (a) 球を切った際に現れる断面円の直径. (b) 球をある方向 x に切った際の断面円直径と x の関係.

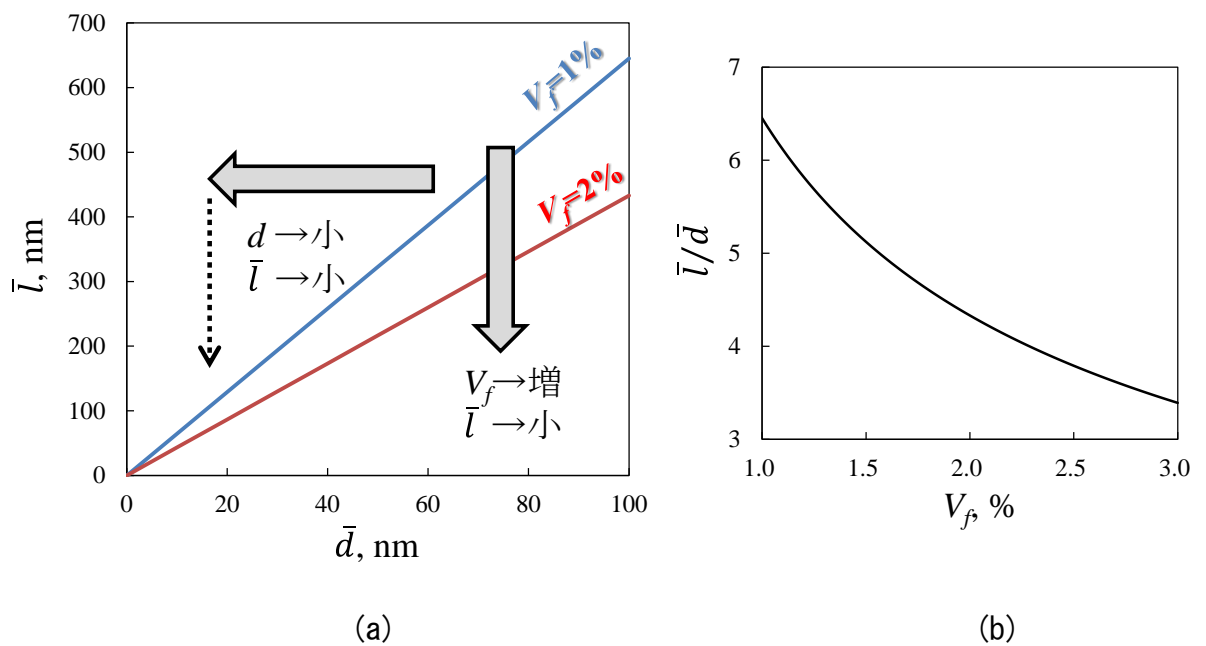
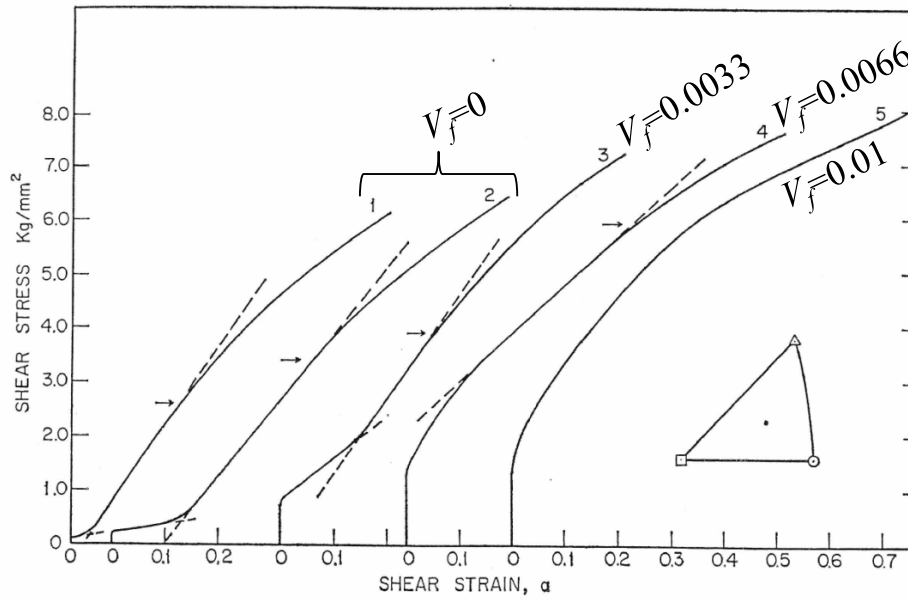
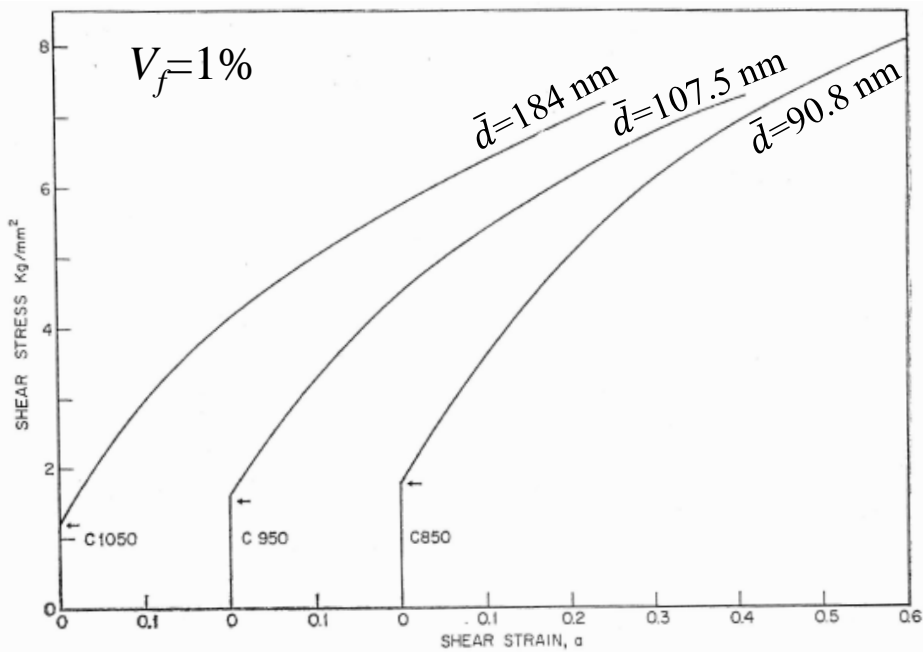


図 2.4 式 (2.7) を用いた粒子の平均間隔に対する平均粒子直径と粒子体積分率の依存性. (a) 平均粒子直径に対する粒子の平均間隔. (b) 体積分率に対する粒子の平均間隔.



(a)



(b)

図 2.5⁽²³⁾ 銅単結晶中に SiO_2 粒子を分散させた材料のせん断応力—せん断ひずみ曲線. (a) Curve 1 と 2 は銅単結晶試料. Curve 3, 4 と 5 は, 粒子直径が約 90nm で一定であり, 体積分率がそれぞれ 0.33%, 0.66% と 1.0% の場合の結果. (b) 体積分率が 1% と一定で粒子直径が異なる場合の結果の比較. C1050, C950, C850 の曲線の粒子の平均直径はそれぞれ約 184nm, 107.5nm, 90.8nm

2.2 分散強化合金中での2次すべり系の活動

金属結晶は通常複数のすべり系を有し、それらが複雑に活動することで様々な強度特性を発現していると考えられている。例えば面心立方格子型(FCC)結晶構造を有する銅単結晶の引張試験を行うと三段階型(stage I ~ III)の加工硬化特性を示すことが知られている。Stage Iは、主すべり系のみが活動する単一すべりで加工硬化率の小さい領域である。Stage IIは、2次すべり系の活動が開始し直線的な高い加工硬化率を示す領域で、2次すべり系の活動により主すべり系の運動転位に対し抵抗となる林立転位が生ずることで転位密度が増加し高い加工硬化率を示す。Stage IIIは、stage IIで急激に増加した転位が対消滅などにより転位密度の増加が抑制され stage IIに比べ加工硬化率が小さくなる領域である。このように結晶構造を有する金属材料では、すべり系の活動と転位密度の増加が加工硬化特性を検討する上で重要な要因となることから、本節では分散強化合金中での2次すべり系の活動について整理する。

まずは実験により判明している事実を述べる。図 2.5(b)に示す応力ひずみ曲線は、銅単結晶中に SiO_2 粒子を分散させた合金の引張試験により得られた結果⁽²²⁾であるが、変形初期から放物線型の高い加工硬化率の特性を示している。この様な高い加工硬化率は、一見 stage II の様に 2 次すべり系の活動によって林立転位の増加と共に材料内の転位密度が急激に増加することで生ずるものと考えられる。しかし 2 次すべり系の活動はほとんどしていないことが以下の理由と共に示されている。図 2.6(a)は公称引張ひずみに対して X 線回折により求まる引張ひずみをプロットしたグラフで、結晶中の多重すべりを判別する基本的な方法である。グラフ中の破線上はすべり変形が主すべり系のみに限られていることを示している。プロットされている点は図 2.5(a)の Curve 5 の試料 ($V_f=0.01$) に関するデータであり、引張ひずみが 0.2~0.3 程度までは破線上にプロット点がついており、それまでの変形はほとんど主すべり系のすべりによって生じていることを示している。また図 2.6(b)は(a)の各プロット点での結晶回転により変化する結晶方位をプロットした物で、プロット 1 が初期結晶方位、プロット 2,

3, 4, etc. がそれぞれ引張ひずみ 0.06, 0.12, 0.18, etc. となっている。これらの結果から Ebeling と Ashby は、変形は主すべり系による単一すべりによって生じていると述べており、もし他のすべり系が活動しているとしても全変形量の 10% 以下の変形であると結論付けている⁽²³⁾。したがって、図 2.5(a) の Curve 5 が変形初期から高い加工硬化率となっている要因は、2 次すべり系の活動による林立転位の増加が主な要因ではないことを示している。そのため林立転位の増加に依らない主すべり系の転位蓄積について検討する必要がある。

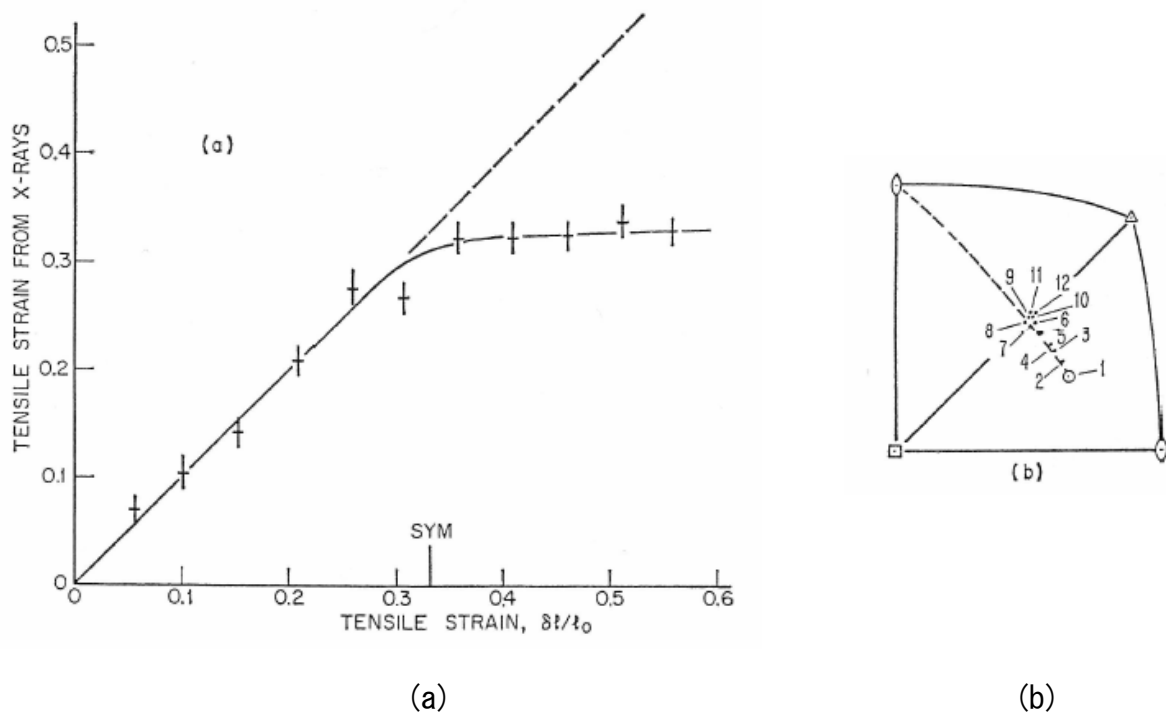


図 2.6⁽²³⁾ (a) 公称引張ひずみに対して X 線回折により求まる引張ひずみのプロット。破線は単一すべりによる変形を仮定した理論値線。 (b) グラフ (a) のプロット点での結晶方位プロット。

一方で、第 2 相粒子の体積分率が 1% 以上の試料（例えば図 2.5(b)）に生ずる放物線型の高い加工硬化率は、粒子近傍やその界面からの 2 次すべり系の活動が寄与しているとも考えられ、Ashby は理論的に 2 次すべり系の活動を導出している⁽²⁴⁾。それによ

ると試料に2%程度の変形が生じると2次すべり系の活動が開始し、粒子近傍に2次すべり系の活動による転位ループや、主すべり系と交差すべり（2次すべり系）の組み合わせによるプリズマティック転位ループが生ずる。またこれらの2次すべり系の活動は多くの実験により観察されている。しかしその活動は粒子の近傍に限られていることから、局所的な2次すべり系の活動が主すべり系の蓄積転位の増加に大きく寄与するとは考えにくい。

以上をまとめると、硬質な第2相粒子を含む単結晶中に生ずるすべり変形と転位の蓄積は、そのほとんどが主すべり系において発生する。2次すべり系の活動は、起こるが粒子近傍に限られることが分かる。また変形初期から高い加工硬化率を示すことや2次すべり系の活動による林立転位の増加が粒子近傍に留まるとすれば、粒子そのものにより主すべり系に蓄積する転位の加工硬化への寄与をモデル化することが望ましいと考えられる。

第3章 結晶塑性解析モデル

本研究で行う数値解析には有限要素法を基礎とした3次元結晶塑性解析ソフトウェアコード⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾を用いた。

すべり系 n のすべり変形開始条件は次の Schmid 則で与える。

$$\theta^{(n)} = P_{ij}^{(n)} \sigma_{ij} \quad , \quad \dot{\theta}^{(n)} = P_{ij}^{(n)} \dot{\sigma}_{ij} \quad . \quad (3.1)$$

ここで、 $\theta^{(n)}$ と σ_{ij} はすべり系 n の臨界分解せん断応力(以降 CRSS と略す)および応力テンソルである。また物理量にドット記号($\dot{}$)をつけたものは、その物理量の増分を表している。すべり系 n の Schmid テンソル $P_{ij}^{(n)}$ はすべり面法線方向およびすべり方向の単位ベクトル $v_i^{(n)}$ および $b_i^{(n)}$ を用いて次のように定義される。

$$P_{ij}^{(n)} = \frac{1}{2} \left(v_i^{(n)} b_j^{(n)} + v_j^{(n)} b_i^{(n)} \right) \quad . \quad (3.2)$$

すべり系 n に生じた塑性せん断ひずみの増分を $\dot{\gamma}^{(n)}$ とすると、塑性ひずみテンソルは

$$\dot{\epsilon}_{ij}^p = \sum_n P_{ij}^{(n)} \dot{\gamma}^{(n)} \quad (3.3)$$

となる。 $\dot{\gamma}^{(n)}$ と CRSS の増分の関係を

$$\dot{\theta}^{(n)} = \sum_m h^{(nm)} \dot{\gamma}^{(m)} \quad (3.4)$$

とし、塑性すべりにともなう結晶方位回転を無視すると、すべり変形に関する構成式

が次のように求められる⁽²⁶⁾.

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \left[S_{ijkl}^e + \sum_n \sum_m \{h^{(nm)}\}^{-1} P_{ij}^{(n)} P_{kl}^{(m)} \right] \dot{\sigma}_{kl} . \quad (3.5)$$

ここで $\dot{\epsilon}_{ij}$ は式(3)で得られる塑性ひずみの増分と弾性ひずみ増分の和, S_{ijkl}^e は弾性コンプライアンステンソルであり, $h^{(nm)}$ はすべり系 m の塑性せん断ひずみの増分 $\dot{\gamma}^{(m)}$ とすべり系 n の CRSS の増分とを関係付ける加工硬化係数である. $h^{(nm)}$ はすべり変形の履歴に依存する.

加工硬化係数 $h^{(nm)}$ を決定するために以下のようなモデルを用いた. すなわち, 各すべり系の CRSS として, 拡張 Bailey-Hirsch モデル⁽²⁷⁾

$$\theta^{(n)} = \theta_0(T) + \sum_{m=1}^N \Omega^{(nm)} a \mu \tilde{b} \sqrt{\rho_s^{(m)}} + \frac{\mu \tilde{b}}{\lambda} \quad (3.6)$$

を用いる. 式(6)の右辺第 1 項は格子摩擦応力 $\theta_0(T)$, 第 2 項は結晶中に蓄積した転位による変形抵抗で, $\rho_s^{(m)}$ はすべり系 m に蓄積した SS 転位の密度である. $\Omega^{(nm)}$ はすべり系 n の運動転位とすべり系 m に蓄積している転位の相互作用行列であり, 行列成分の値によって運動転位と蓄積転位の相互作用の仕方がすべり系の組み合わせによって異なる事を表現する. 本研究では等方硬化とし $\Omega^{(nm)}$ は 1 とした. N はすべり系の数である. a , μ および \tilde{b} はそれぞれ数値係数, せん断弾性係数およびバーガースベクトルの大きさである. 右辺第 3 項は結晶粒界などがあることによって生ずる転位源からの転位ループ放出抵抗である. 本研究では結晶粒界よりも十分狭い範囲に第 2 相粒子が分散した材料を対象としている. すなわち最初に放出された転位ループが結晶粒内を広がるには分散粒子間を抜けていく必要がある. そこで第 3 項に転位が分散粒子間を抜けていくために必要なせん断応力(オロワン応力)を導入し, λ は分散粒子の平均間隔とした.

連続体力学を基礎とした結晶塑性解析では, 転位を統計的に蓄積する転位 (Statistically Stored Dislocations, SS 転位)と幾何学的に必要な転位(Geometrically

Necessary Dislocations, GN 転位)に分けて考える。

結晶のすべり変形は、転位の運動によって生じる。結晶中には多数の欠陥があり、例えば他のすべり系に蓄積した転位などが障害物となることで、すべり変形を担う運動転位はある頻度によって蓄積する。その蓄積転位を統計的に蓄積する転位として分類して考える。SS 転位の密度増分は Kocks-Mecking モデル⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾を用いて次式で求める。

$$d\rho_s^{(n)} = \left(\frac{c}{\tilde{b}L^{(n)}} - \frac{D}{\tilde{b}} \rho_s^{(n)} \right) d\gamma^{(n)} . \quad (3.7)$$

ここで $L^{(n)}$ は転位の平均自由行程である。 c は長方形の転位ループが放出された時の刃状転位とらせん転位の運動距離の比の関数⁽³⁰⁾として定義されているが、本論文では塑性せん断ひずみ増分と転位密度増分を関係づける数値係数に一般化し定義した。一般的には $c=1$ としている⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾ため本論文でもそのようにした。 D は蓄積した転位の消滅に関係する因子であり、本論文では $D = 5\tilde{b}$ とした。式(7)は、塑性変形と共に増殖した転位が L 程度の距離を運動したのちに材料中に蓄積することと、それまでに蓄積した転位の密度 $\rho_s^{(n)}$ が高くなれば D 程度の距離にある反対符号の転位と対消滅する描像に立脚している。

転位の平均自由行程は、すべり面上を運動する転位が障害物によって捕捉されるまでの距離とする。障害物となりうるものとして図 3.1 に示すように二つの要因が考えられる。まず図 3.1(a)に示すように、注目するすべり系に対して他のすべり面に蓄積した転位(林立転位)が考えられる。また分散強化合金中では、図 3.1(b)に示すよう分散粒子によって運動転位が捕捉される。そこで転位の平均自由行程は、それまでに結晶中に蓄積した転位間の平均距離と、分散粒子間の距離のどちらか小さいほうに依存する次式のモデルを導入した。

$$L^{(i)} = \text{Min} \left[\frac{c^*}{\sqrt{\sum_{j=1}^N w^{ij} (\rho_s^{(j)} + \|\rho_G^{(j)}\|)}}, n^* \lambda \right] . \quad (3.8)$$

ここで $\|\rho_G^{(j)}\|$ は後に述べるように、すべり系 j に蓄積した GN 転位の密度ノルムであり、式(8)では、SS 転位と GN 転位が重み w^{ij} を介してすべり系 i の平均自由行程すなわち SS 転位の蓄積に関与する。ここではすべり面が同じすべり系同士では $w^{ij} = 0$ 、すべり面が異なるすべり系同士では $w^{ij} = 1$ とした。 c^* は運動転位に対する蓄積転位の抵抗に関する数値係数で経験的に 10 から 100 程度の値が良く使われ、本研究では 15 を用いた。 n^* は微細粒子が分散する結晶中での転位の運動様式に依存する数値係数で、運動転位が分散粒子の平均間隔ごとに捕捉されるとすれば $n^* = 1$ である。 n^* については後に検討を加える。式(8)は結晶中に高密度に転位が蓄積していればそれらの平均間隔の c^* 倍程度が転位の平均自由行程となるが、分散粒子の平均間隔の n^* 倍が平均転位間距離の c^* 倍よりも小さければ、分散粒子の平均間隔の n^* 倍が転位の平均自由行程を決定することを表している。

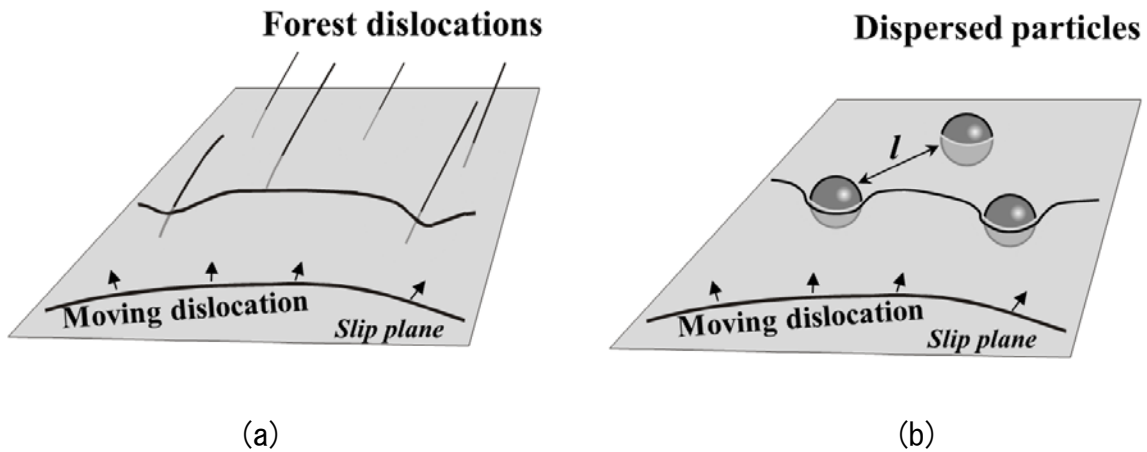
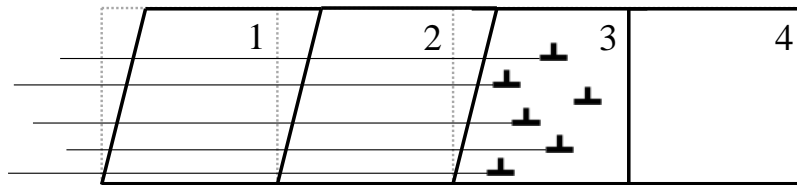
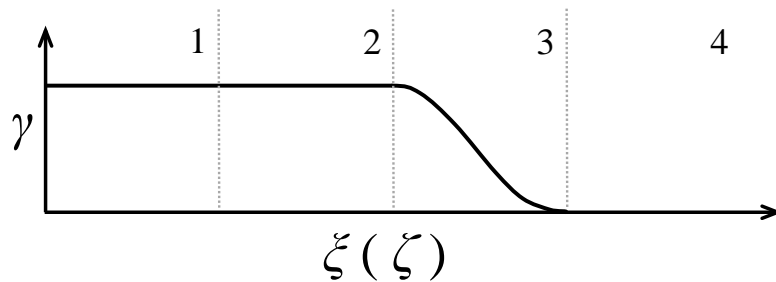


図 3.1 すべり面上にある運動転位に対する障害となる抵抗。(a)他のすべり面上に蓄積した転位，林立転位。(b)結晶中に分散する第2相粒子。



(a)



(b)

図 3.2 塑性せん断ひずみの勾配とそれに伴う GN 転位の蓄積. (a) 1 から 4 の領域におけるすべり変形の模式図とそれに伴い予測される転位の運動と蓄積. (b) は (a) に示す 1 から 4 のすべり変形による塑性せん断ひずみ分布.

図 3.2 は塑性せん断ひずみの空間的な分布とそれに伴い蓄積する転位の描像である. 図 3.2(a)の様に結晶を 4 つの領域に分けてそれぞれ次のようなすべり変形が生じていると考える. 領域 1 と 2 ではすべり変形が生じており領域 4 ではまだすべり変形していないとすると, 領域 3 には図 3.2(b)に示すように塑性せん断ひずみの空間的な勾配が有ることとなる. またすべり変形している領域 1 と 2 ではその担い手となる運動転位が通過し, 領域 4 ではすべり変形していないため運動転位が到達しておらず, その運動転位は領域 3 に蓄積している. つまり塑性せん断ひずみの空間勾配が有るとそこには転位が蓄積している. この蓄積転位は幾何学的に必要な転位 (GN 転位) として

分類される．GN 転位⁽³¹⁾の密度は，刃状成分とらせん成分に分け次のように求められる⁽¹⁹⁾．

$$\rho_{G,edge}^{(n)} = -\frac{1}{\tilde{b}} \frac{\partial \gamma^{(n)}}{\partial \xi^{(n)}} \quad , \quad (3.9)$$

$$\rho_{G,screw}^{(n)} = \frac{1}{\tilde{b}} \frac{\partial \gamma^{(n)}}{\partial \zeta^{(n)}} \quad . \quad (3.10)$$

ここで $\xi^{(n)}$ と $\zeta^{(n)}$ は，それぞれすべり面上ですべり方向に平行な方向と垂直な方向である． $\|\rho_G^{(n)}\|$ は二つの成分からなる GN 転位の密度(密度ノルムと称する)で，

$$\|\rho_G^{(n)}\| = \sqrt{\left(\rho_{G,edge}^{(n)}\right)^2 + \left(\rho_{G,screw}^{(n)}\right)^2} \quad (3.11)$$

で与えられる．また GN 転位は刃状成分とらせん成分に分けて計算しているため，それらを合わせた混合転位としての転位線方向ベクトルを以下の式で求めることが出来る．

$$\boldsymbol{I}^{(n)} = \frac{1}{\|\rho_G^{(n)}\|} \left(\rho_{G,screw}^{(n)} \cdot \boldsymbol{b}^{(n)} + \rho_{G,edge}^{(n)} \cdot \boldsymbol{b}^{(n)} \times \boldsymbol{v}^{(n)} \right) \quad . \quad (3.12)$$

ここで， $\boldsymbol{b}^{(n)}$ と $\boldsymbol{v}^{(n)}$ はすべり方向およびすべり面法線方向に平行な単位ベクトルである．式(3.4)，(3.6)および(3.7)から式(3.13)の加工硬化係数が得られる．

$$h^{(nm)} = \frac{1}{2} \Omega^{(nm)} a \mu \left\{ \frac{c}{L^{(m)} \sqrt{\rho_s^{(m)}}} - D \sqrt{\rho_s^{(m)}} \right\} \quad . \quad (3.13)$$

第 4 章 有限要素モデルと解析条件

この章では結晶塑性解析に用いる有限要素モデルと材料条件について述べる．

4.1 数値解析に用いる有限要素モデル

4.1.1 単結晶中に粒子を一つ含む 3 次元モデル

粒子分散合金の微視組織中には粒子が無数に分散している．しかし有限要素法を用いた結晶塑性解析において多数の粒子を含む微視組織をそのままモデル化し，転位運動の事象を表現して降伏応力，加工硬化率を得ることは困難である．本論文では，まず粒子一つを含む領域を抜き出した物を解析対象とし，第 3 章に示した Orowan 機構や転位の平均自由行程のモデルを構成式へ導入して解析を進める．

図 4.1(a)は，解析に用いたモデルの概略図である．母相となる立方体状領域の中心に第 2 相となる球状粒子を一つ配置した．立方体の一辺の寸法と粒子直径は，参考とした研究⁽²⁰⁾の実験材料 VC-steel を参考に平均粒子直径 39nm と粒子の体積分率 1.24% とし，それぞれ 135.8 nm と 39 nm とした．図 4.1(b)にモデルの有限要素分割の様子を示す．解析に用いた要素は 8 節点複合要素⁽³¹⁾であり，モデル全体の要素分割数は 64000 である．図 4.1(b)中の線 AB 及び A'B'は後の結果と考察の際に応力分布をみるための参照線である．

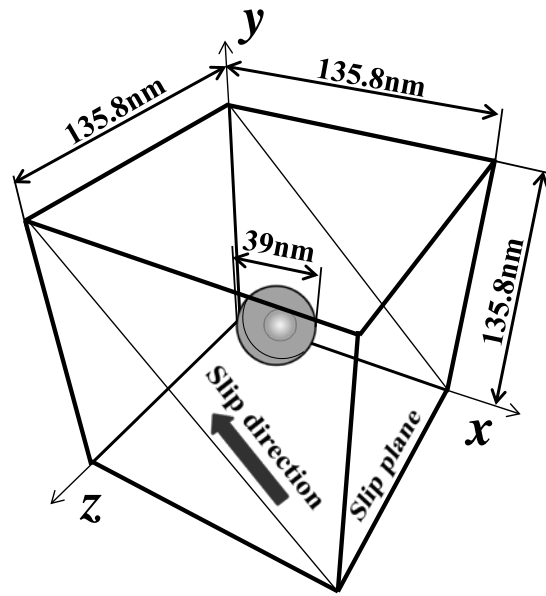
解析モデルは，図 4.1(a)に示す寸法のモデルの他に，粒子の体積分率依存性と寸法

依存性についての検討を行うため母相の外形寸法と粒子直径を変更したいくつかのモデルも作成した。それらのモデルの粒子直径，母相外径寸法を表 4.1 に示す。また母相に比べて単相において強度レベルの低い第2相の粒子が分散する合金の加工硬化特性を検討するため実験材料 Cu-steel⁽²¹⁾を参考に平均粒子直径 34 nm および体積分率 1.52%となるモデルも作成した。

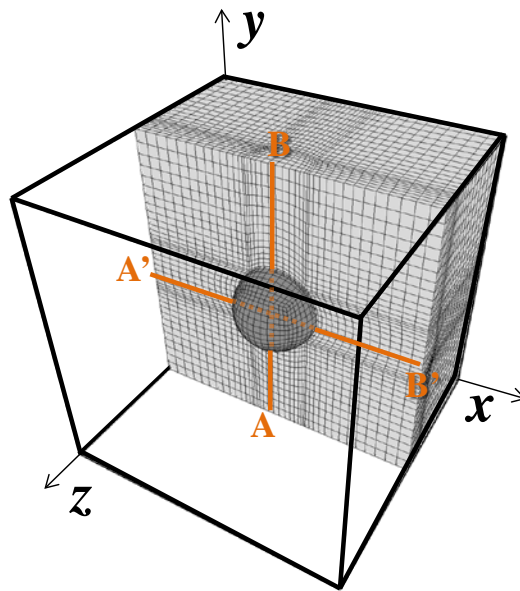
荷重はモデルの y 軸に垂直な上下端面に引張の均一強制変位を与えた。これにより公称ひずみが 5%となるまでモデルを変形させた。剛体移動，回転を防ぐためモデルの中心に位置する節点の全方向変位を拘束し，その点から z 方向に一つずれた節点の x 軸 y 軸方向変位を拘束した。モデルの側面は自由境界となっている。

表 4.1 各体積分率モデルの寸法

粒子の体積分率 V_f	粒子直径	母相となる立方体の外径	材料
1.24%	39 nm	135.8 nm	VC steel ⁽²⁰⁾ , 図 4.1
	390 nm	1358 nm	VC steel
	3.9 μm	13.58 μm	VC steel
1.52%	34 nm	110.6 nm	Cu steel ⁽²¹⁾
3%	39 nm	101.2 nm	VC steel
10%	39 nm	67.72 nm	VC steel



(a)



(b)

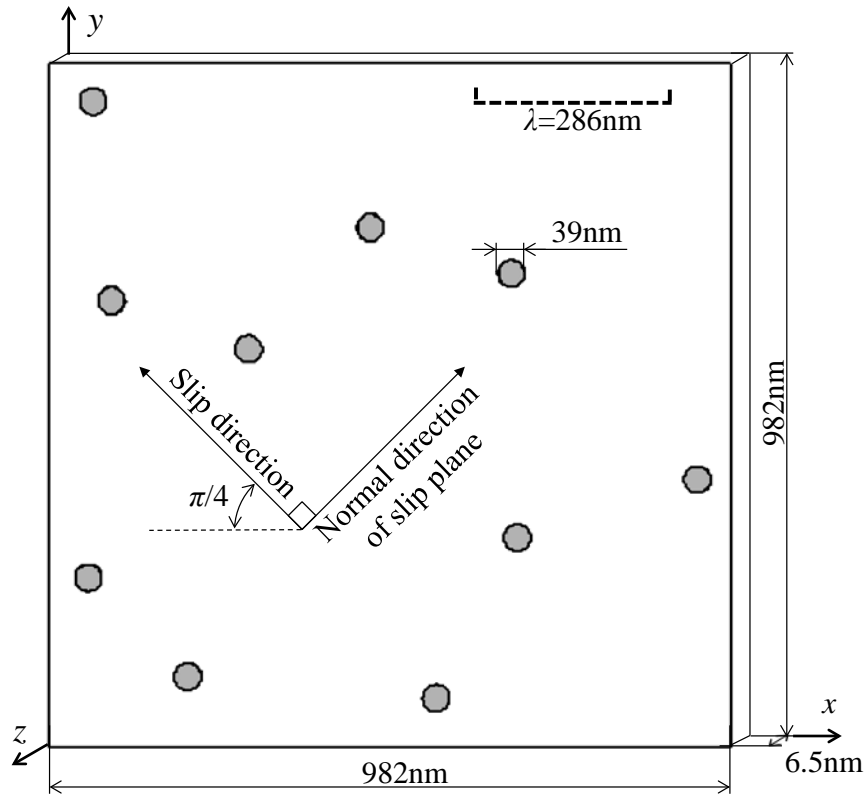
図 4.1 (a)解析モデルの概略図. モデル内に主すべり系のすべり面およびすべり方向を示す. (b)有限要素分割モデル. 図内の線 AB 及び A' B' は結果と考察に用いる応力分布の参照線.

4.1.2 単結晶中に複数の粒子が2次元的に分散する3次元平板モデル

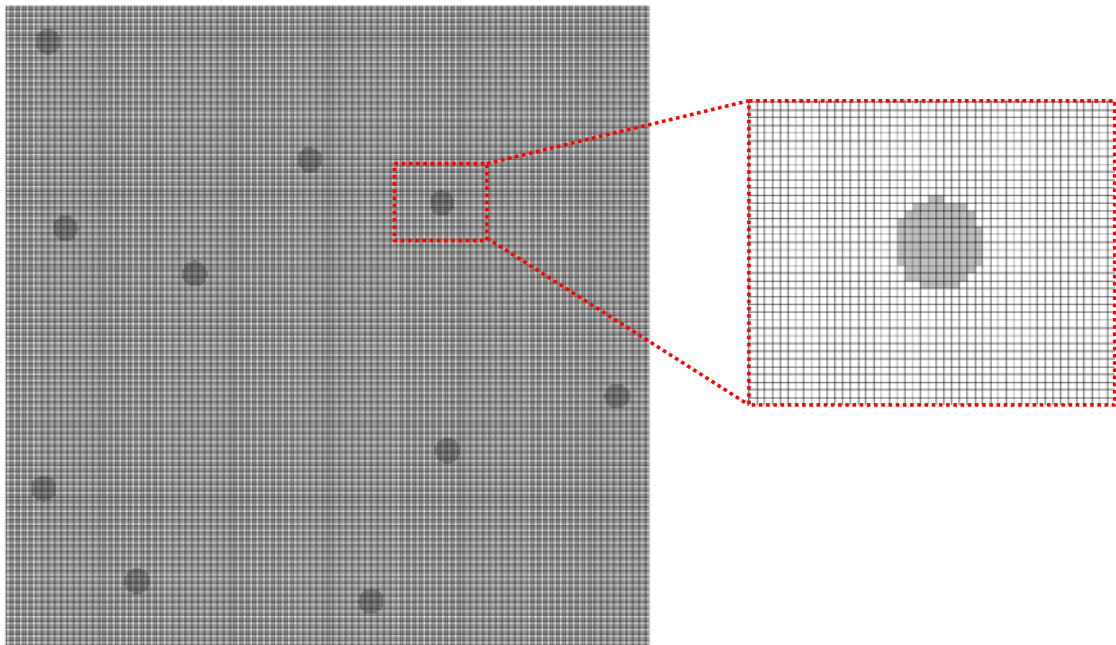
前項の単結晶中に粒子を一つ含むモデルでは、粒子周りの母相領域が限られているため応力やひずみ、蓄積する転位の空間的な分布の広がり方の詳細について不明瞭な部分があると考えられる。また粒子同士の相互作用についても観察することができない。そこでそれらの事象について検討するため複数の粒子を含む有限要素モデルも作成し解析を行う。ただし3次元的に粒子が分散する3次元モデルで空間的な分割精度を保つにはモデルの要素数が大規模に成り過ぎてしまい、そのようなモデルでの計算は現実的ではない。そこで第2章に述べた3次元中の粒子の平均間隔は粒子を平面上に正方配列したときの平均間隔から求まるという考え方から、3次元中に分散する粒子の分布を、2次元的な粒子の分布となる平板モデルで近似できる物とし3次元モデルに比べ計算負荷の少ない平板モデルを用いる。

図4.2(a)は複数の粒子が2次元的に分散する3次元平板モデルの概略図である。母相となる平板中に10個の粒子を模した第2相の円盤を、疑似乱数を用いて不規則に配置した。平板の一辺の寸法は982nmで厚さは6.5nmであり、円盤は直径39nmである。この時の第2相の体積分率（又は面積分率）は図4.1のモデルと同様に1.24%である。モデルの要素分割は、 x 軸 y 軸方向に300分割し、 z 軸方向に2分割した。要素数は180000である。要素形状は一辺が約3.3nmの立方体となっており、母相と第2相の境界は、滑らかではなく階段状になっている。図4.2(b)が有限要素分割モデルである。

荷重はモデルの y 軸に垂直な下端面の y 方向変位を拘束し、上端面に y 方向引張の均一強制変位を与えることによって公称ひずみが5%となるまで変形させた。剛体移動、回転を防ぐためモデルの原点に位置する節点の全方向変位を拘束し、その点から z 方向に一つずれた節点の x 軸 y 軸方向変位を拘束した。モデルの側面および板面は自由境界となっている。



(a)



(b)

図 4.2 (a)複数の粒子が分散した平板モデルの概略図. モデル内に主すべり系のすべり面法線方向およびすべり方向を示す. 図中の λ は, 式(4.1)による粒子の有効平均間隔の計算値. (b)有限要素分割モデルとその一部を拡大表示.

4.2 分散粒子の有効平均間隔

CRSS と転位の平均自由行程に用いる分散粒子の平均間隔 λ は次の通り決定した。3次元材料中に分散する粒子の任意のすべり面上での平均間隔は、式(2.7)により求まる。一方で Forman と Makin は、粒子が不規則に分布したすべり面上での転位の運動をシミュレーションし、その領域を転位が通過していくのに要するせん断応力を計算した⁽³⁹⁾。通過に要するせん断応力は、正方配列近似による粒子の中心平均間隔 \bar{l}_{center} の値を用いて得られる Orowan 応力より若干小さく、0.8 倍程度のせん断応力であった。すなわち粒子の分布が不規則である場合、正方配列近似による粒子の平均間隔は補正する必要がある、その補正係数は 1.25 である。そこで分散粒子の平均間隔を正方配列近似から不規則に分布する場合への変換係数として 1.25 を掛けて式(2.7)を以下の様に変形し、粒子の有効平均間隔 λ とした。ただし変換係数 1.25 は、粒子の配置に関するものであるため、粒子の平均直径に掛からない形としている。

$$\lambda = 1.25 \times \bar{l}_{center} - \frac{\pi}{4} \bar{d} \quad . \quad (4.1)$$

粒子の体積分率と平均粒子直径がそれぞれ 1.24% と 39nm の場合、 λ は約 286nm である。

4.3 材料条件と結晶方位

4.3.1 VC steel の材料定数

VC steel は、フェライト母相中にバナジウムカーバイド(VC)の第2相が析出した合金である。参照した実験⁽²⁰⁾は室温下で材料の引張試験を行っている。主な材料定数を表 4.2 に示す。母相は BCC 結晶構造を持つフェライトで、弾性定数には室温中での鉄単結晶の弾性コンプライアンス⁽³³⁾を用いた。主軸方向{100}に関するヤング率は約 130GPa である。格子摩擦応力は 50MPa とし、拡張 Bailey-Hirsch モデルの数値係数 a は 0.1 とした。分散する第2相粒子は FCC 結晶構造を持つバナジウムカーバイド(VC)

で、弾性定数は室温でのヤング率，ポアソン比およびせん断弾性係数の値⁽³⁴⁾，それぞれ 430GPa, 0.25 および 157GPa を満たすように表 4.2 に示す弾性コンプライアンスに変換した．VC は塑性変形しにくい硬質なものである．そのため格子摩擦応力には十分高い値である 4GPa を与え，VC 粒子に塑性変形が生じない条件とした．

本研究に用いる結晶塑性解析ではひずみ速度依存性は陽な形では入っていないが，CRSS を決定する式(3.6)の右辺第一項である格子摩擦応力 $\theta_0(T)$ は温度依存型の関数である．そのためひずみ速度依存性は $\theta_0(T)$ の値によって間接的に表現される．参照した実験⁽²⁰⁾におけるひずみ速度は $1 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$ であるが，母相の格子摩擦応力を 50MPa として解析を行ったところ，巨視的な降伏応力がほぼ一致した．このことから，ひずみ速度に関する条件は格子摩擦応力を 50MPa とすることによって実験条件とほぼ一致させることが出来たと考えて以降の解析を行った．

4.3.2 Cu steel の材料定数

Cu steel は，フェライト母相中に単相においてフェライトよりも強度レベルの低い銅(Cu)の第 2 相が析出した合金である．参照した実験⁽²¹⁾は室温下で材料の引張試験を行っている．主な材料定数を表 4.2 に示す．母相のフェライトに関する材料定数は 4.3.1 項の VC steel と同じものを使用した．分散する第 2 相粒子は FCC 結晶構造を持つ Cu で，弾性定数には室温中での銅単結晶の弾性コンプライアンス⁽³³⁾を用いた．Cu は一般的に塑性変形しやすい軟質なものである．しかし本研究で母相のフェライト中に分散する粒子の平均直径は，34 nm と微細であるため Cu 粒子の CRSS はフェライトより若干高い値を与える．そこで式(3.6)に用いる Cu 粒子の微視組織の代表寸法 λ を以下の値とした．

$$\lambda_{\text{Cu,particle}} = 2\bar{d} \quad (4.2)$$

係数 2 は，Cu 粒子の CRSS がフェライトに比べ高く成り過ぎないための物である．また母相を運動する転位が Cu 粒子を切って進むと考えるならば，Cu 粒子内に転位が

蓄積することなく転位は通過すると考えられる．そこで Cu 粒子内の式(3.8)転位の平均自由行程は $n*\lambda$ に依存しない物とした（つまり母相は $n*\lambda$ に依存する）．また単純化の為に主すべり系のみが活動する条件とするため，立方晶系の FCC と BCC で同じ変形挙動となるため母相と同じ BCC として解析を行った．

4.3.3 母相および第2相の結晶方位

VC steel は母相，第2相共に同じ結晶方位を用いた．母相と第2相の結晶構造は，それぞれ BCC と FCC で異なる構造を持つが，どちらも同じ立方晶系であるため材料座標系内での結晶座標系の関係を示す極点図は同じ図を用いる．また VC 粒子は塑性変形しないためすべり系に関する記述は母相についてのみ行う．結晶方位は図 4.3(a) に示すオイラー角の定義の下で $\kappa=77.33^\circ$ ， $\theta=24.73^\circ$ ， $\varphi=257.33^\circ$ を与えた．この方位での極点図を図 4.3(b)に示す．主すべり系となる(101)[11 $\bar{1}$]は図 4.1(a)および図 4.2 中に示されるすべり面及びすべり方向となり，この時 y 軸方向引張に対する Schmid 因子（式(3.2)で与えられる Schmid テンソルの P_{22} 成分）は 0.5 となる．またこの方位は，文献(23)の実験と同様に主すべり系の活動が支配的となる．そこでまずは単純化の為に主すべり系のみが活動する条件を与えて解析を行った．その後，2次すべり系の活動も生ずる条件下で解析を行い2次すべり系の活動開始条件に関する取り扱いを検討した．

表 4.2 母相の鉄と第2相の VC および Cu の材料定数

		Ferrite matrix	VC	Cu
Elastic compliance [$\times 10^{-11} \text{m}^2/\text{N}$]	s_{11}	0.7720 ⁽³³⁾	0.2325 ⁽³⁴⁾	1.4995 ⁽³³⁾
	s_{12}	-0.2850 ⁽³³⁾	-0.0512 ⁽³⁴⁾	-0.6282 ⁽³³⁾
	s_{44}	0.9020 ⁽³³⁾	0.6369 ⁽³⁴⁾	1.3263 ⁽³³⁾
Magnitude of Burgers vector [nm]		0.2482	0.2941 ⁽³⁴⁾	0.2556
Lattice friction stress [MPa]		50	4000	0
Numerical factor a in eq. (3.6)		0.1		
Initial dislocations density [m^{-2}]		24.0×10^9		

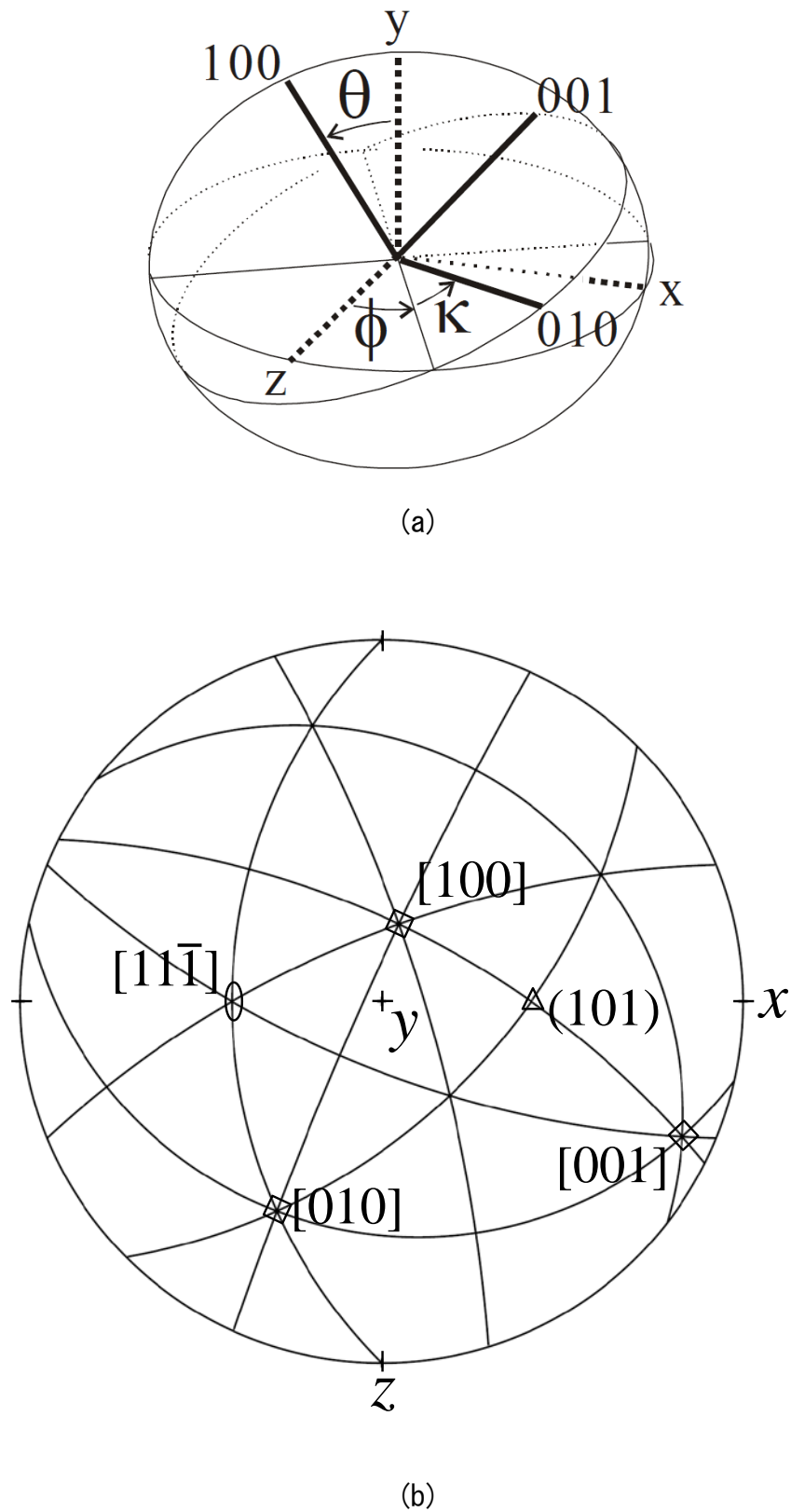


図 4.3 (a)オイラー角による材料座標系と結晶座標系の関係. (b)極点図を用いた母相の結晶方位. 主すべり系のすべり面法線方向とすべり方向はそれぞれ (101) と $[11\bar{1}]$. 第2相の結晶方位は母相のそれと同じである.

第 5 章 結果と考察

本章では、第 4 章に示した合金組織の変形について、第 3 章に述べた結晶塑性解析の手法によって数値解析を行い、得られた結果の詳細を述べ考察を行う。5.1 節から 5.4 節は、母相に比べ硬質な第 2 相粒子が分散する合金の力学特性について、VC steel を対象とし解析を行い検討する。5.1 節では、得られた結果の詳細を述べるとともに材料条件の参考とした実験結果との比較を行い、用いる結晶塑性モデルの妥当性について検討する。5.2 節では、粒子を複数配置したモデルの結果から 5.1 節に用いた粒子一つを含むモデルでは観察することのできない粒子間での相互作用や母相の広い領域で見られるような現象についての検討を行う。5.3 節では解析モデルの粒子体積分率および粒子直径を変更した種々のモデルを用いて分散強化合金の特徴である降伏強度と加工硬化の粒子の体積分率依存性と寸法依存性について検討する。5.4 節では分散強化合金に生ずるバウシinger 効果に関する発現要因について検討する。5.5 節では母相に比べ強度レベルの低い第 2 相粒子が分散する合金の力学特性について、Cu steel を対象とし解析を行い検討する。また参考とした実験結果との比較を行い、用いる結晶塑性モデルの妥当性について検討する。

5.1 分散強化合金の加工硬化モデルの検討

5.1.1 粒子一つを含むモデルの結果の詳細と実験結果との比較

2相モデルの引張変形解析により得られた公称応力-公称ひずみ曲線を図 5.1 中に○印のシンボルで示した. 粒子を含まない単結晶モデルについても引張変形解析を行った. その結果を◇印のシンボルで示す. 図 5.1 中には, 2相モデルの分散粒子と母相の各相に生じた引張応力の平均値を引張ひずみの平均値に対してプロットしたデータもそれぞれ▲と■のシンボルで示す. 2相モデルの解析結果は, 公称応力と公称ひずみがそれぞれ約 190MPa と約 0.11%で微視的な塑性変形が開始し, 巨視的な降伏応力を 0.2%耐力で定義すると約 340MPa と 0.4%で巨視的な降伏に達する. 巨視的な降伏後, 実験結果⁽²⁰⁾⁽²³⁾と同様に放物線型の加工硬化特性を示している. 粒子を含まない単結晶モデルの結果と2相モデルの結果を比較すると, 巨視的な降伏応力および加工硬化率共に単結晶モデルに比べ2相モデルのほうが顕著に高い. 2相モデル中の分散粒子は塑性変形しないため, 図 5.1 に▲印のシンボルで示したように直線的な応力ひずみ関係を示し, モデルの公称引張ひずみが5%になった段階での粒子に生ずる平均引張応力は約 2GPa である. 母相は公称引張ひずみが約 0.18%の時に塑性ひずみが母相全体に伝播する巨視的な塑性変形が開始し, 加工硬化率は単結晶モデルの加工硬化率より顕著に高い.

このような2相モデルおよび, 2相モデル中の母相領域の高い加工硬化率は, 転位の平均自由行程が分散粒子の平均間隔によって制限され, SS 転位の蓄積が促進されたことにより生じた. 単相モデルでは式(3.6)右辺第3項による CRSS の増加がないために巨視的な降伏応力も2相モデルに比べ低く, また転位の平均自由行程の制限がないために加工硬化率が低い. 2相モデル全体と2相モデル中の母相の応力ひずみ曲線の差は, 分散粒子が担う高い応力によるものである. すなわち, 本計算で得られた分散強化合金の高い加工硬化率は, 母相中に転位が急速に蓄積することと, 塑性変形しない分散粒子が担う高い応力の二つが要因になっている. 第2章および第3章に述べ

た転位運動と蓄積のモデルによって、分散強化合金の特徴である高い降伏応力と加工硬化率が表現出来た。

図 5.2(a), (b)および(c)はそれぞれ 5%引張変形後のモデル中央 x - y 断面における 3 つの応力成分，すなわち y 軸方向垂直応力成分 σ_{yy} ， x 軸方向垂直応力成分 σ_{xx} ，およびせん断応力成分 σ_{xy} の分布を示したものである．応力値の色は-1GPa から 1GPa の範囲で青から赤に色づけしており，それ以上の値は黒(-1GPa 以下)と紫(1GPa 以上)で示す．この時，最大で約±2GPa の応力が生ずる領域がある．

y 軸方向垂直応力成分 σ_{yy} (図 5.2(a))は粒子内部で最も高く，その値は図 5.1 に示されている通り約 2GPa であり応力分布はほぼ均一である．粒子の上下の領域に接する母相領域の応力値は約 2GPa であり，そこから左右上下の斜め方向に応力値の高い領域が帯状に伸びている．またこれら帯状領域に沿って応力値が公称応力値よりも低い領域が形成され，粒子左右に隣接する領域では約-2GPa 程度に達する圧縮応力が生じている．このような不均一な応力分布は，粒子のヤング率が高くまた塑性変形しないことにより生じた変形量の差がもたらしており，その一部は塑性せん断ひずみの不均一分布とそれに伴う GN 転位の蓄積につながり，残部は図 5.2(a)に示されているような弾性変形の不均一分布が担っている．

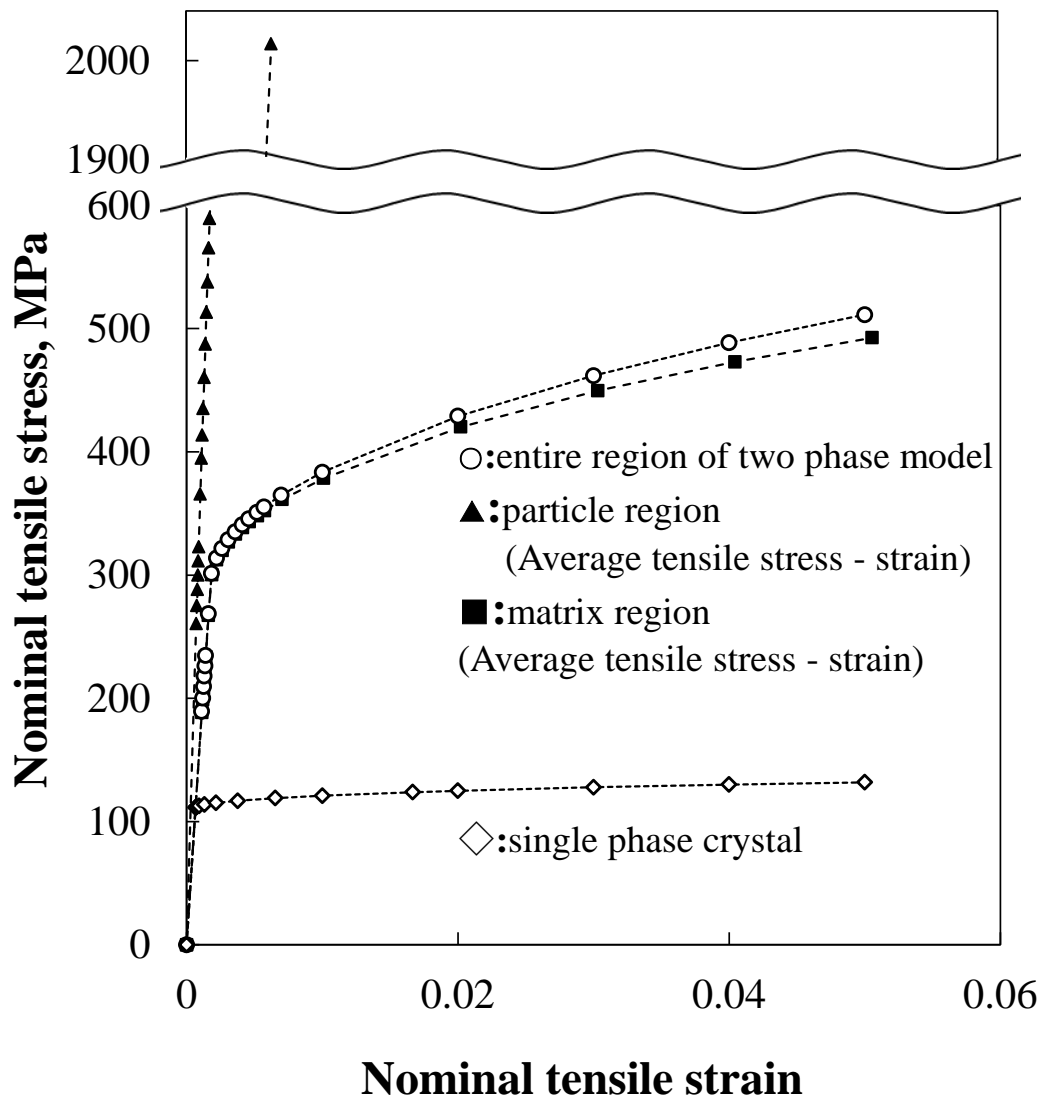
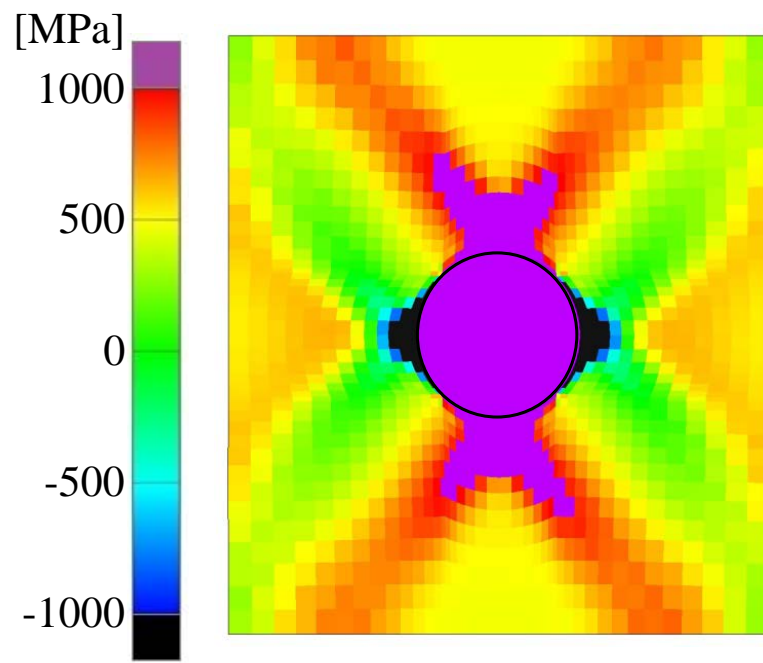
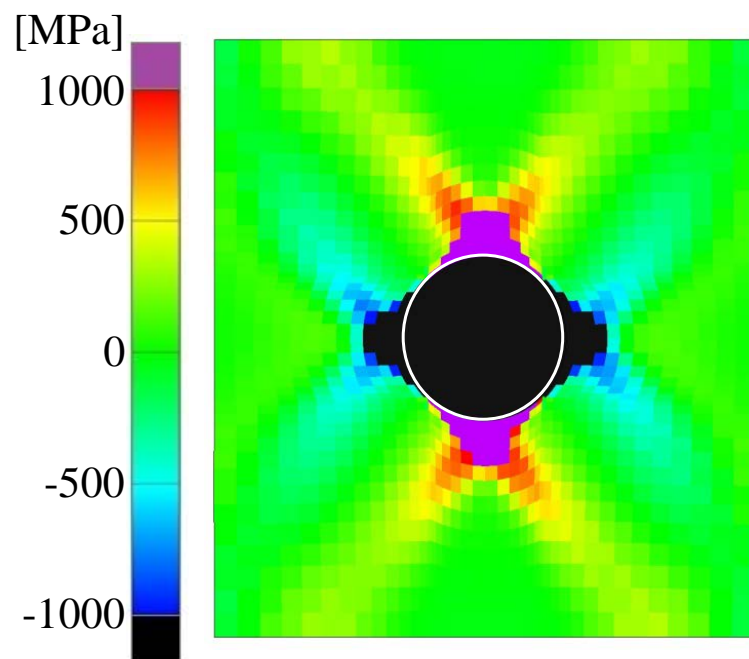


図 5.1 結晶塑性解析により得られた 2 相モデルと単結晶モデルの公称応力—公称ひずみ曲線. 2 相モデルは母相, 第 2 相に生じた平均の引張応力—平均ひずみ曲線についても示す.



(a)



(b)

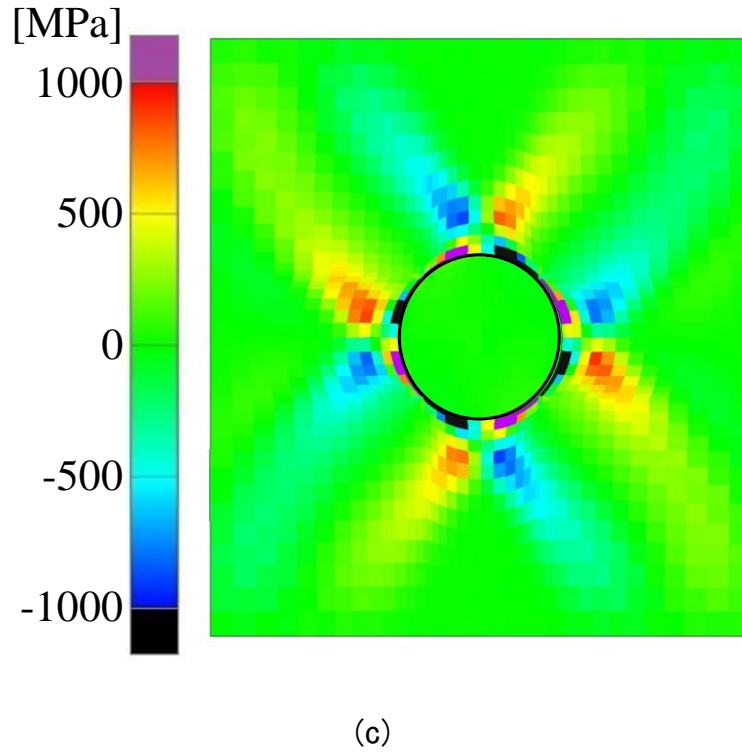


図 5.2 公称ひずみ 5%変形時，モデル中央 x - y 断面の応力分布．(a)は y 軸方向垂直応力成分 σ_{yy} ，(b)は x 軸方向垂直応力成分 σ_{xx} ，(c)はせん断応力成分 σ_{xy} ．

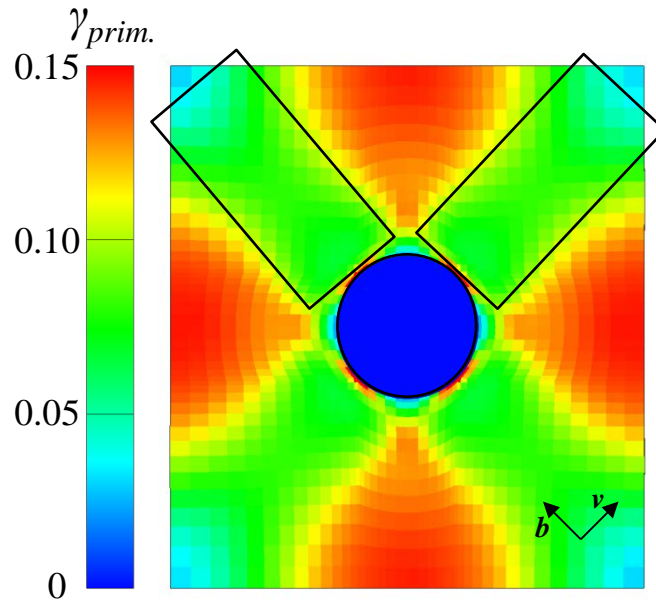
x 軸方向垂直応力成分 σ_{xx} は分散粒子内部ではほぼ均一に約-1.6GP 程度の大きな圧縮応力状態になっており，粒子上下および左右の母相中ではそれぞれ引張および圧縮の応力が生じた領域が形成されていた(図 5.2(b))．粒子が塑性変形しないことにより粒子の内部および粒子に接する母相領域で，引張公称応力の 3~4 倍程度の高い応力値が生じていたことになる．

せん断応力成分 σ_{xy} は粒子内部では約 10MPa 程度の低い値であり，母相中では粒子の上下左右近傍からすべり面法線方向およびすべり方向へ応力の高い領域が形成されている(図 5.2(c))．

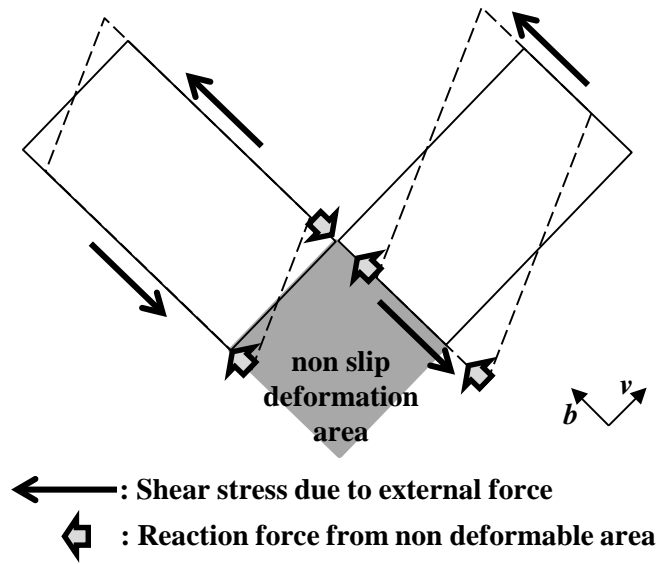
その他の 3 つの応力成分， σ_{zz} ， σ_{yz} と σ_{zx} は粒子近傍の狭い範囲に若干の高い応力発生が見られるものの母相中の広い領域への広がりは見られない．これは本研究の結晶方位が z 方向に塑性ひずみの生じない条件のためである．

図 5.3(a)は 5%引張変形後のモデル中央 x - y 断面の主すべり系に生ずる塑性せん断ひずみの分布である。注目すべき特徴は図 5.3(a)中の黒枠で囲まれた母相の領域，すなわちすべり方向とすべり面法線方向に伸びる領域で塑性すべりが抑制されていることである。このような現象となる要因はすべり系に生ずる分解せん断応力から説明できる。図 5.3(b)はすべり変形しない第 2 相領域と隣り合うすべり方向とすべり面法線方向の領域のすべり変形を模式的に表したものである。外力によって母相が図 5.3(b)の様に分解せん断応力を受けすべり変形しようとしたとき，すべり変形しない領域と隣り合うことでそこから分解せん断応力と逆向きの反力を受ける。そのためそれらの領域では分解せん断応力が小さく塑性せん断ひずみが少ない領域が生ずると考えられる。

以上の様に形成される塑性ひずみの勾配は特徴的な GN 転位構造を形成⁽³⁵⁾する。図 5.4 は式(3.12)より GN 転位密度の刃状成分とらせん成分から得られる転位線を可視化した図である。図は，公称ひずみが 5%になるまで変形した際に GN 転位密度ノルムが $1 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ 以上の要素に関して可視化している。粒子からすべり面の法線方向に伸びるすべり変形の抑制された領域では，ひずみの分布にバーガースベクトル方向の勾配があるため正負の刃状転位が並び，キंक帯に相当する変形帯が形成される。粒子からすべり面法線方向に伸びる刃状転位の蓄積帯は実験⁽¹⁶⁾においても観察されている。また粒子からすべり方向に伸びる領域ではバーガースベクトル方向のひずみ勾配がないため，GN 転位はほとんど形成されず粒子によるすべり変形の抑制帯となっている。さらに詳細に観察すると，粒子のごく近傍に塑性せん断ひずみの集中が見られる。このようなひずみの分布は，粒子近傍の応力場の不均一性が原因となって生じ，このひずみ集中にともなって右回りの転位ループが局所的に形成されている⁽³⁵⁾。



(a)



(b)

図 5.3 (a) 公称ひずみ 5%変形時，モデル中央 x - y 断面において主すべり系に生じた塑性せん断ひずみの分布。(b) 塑性変形しない領域近傍におけるすべり変形と生ずるせん断力の模式図。 b はバーガスベクトル， v はすべり面法線方向ベクトル。

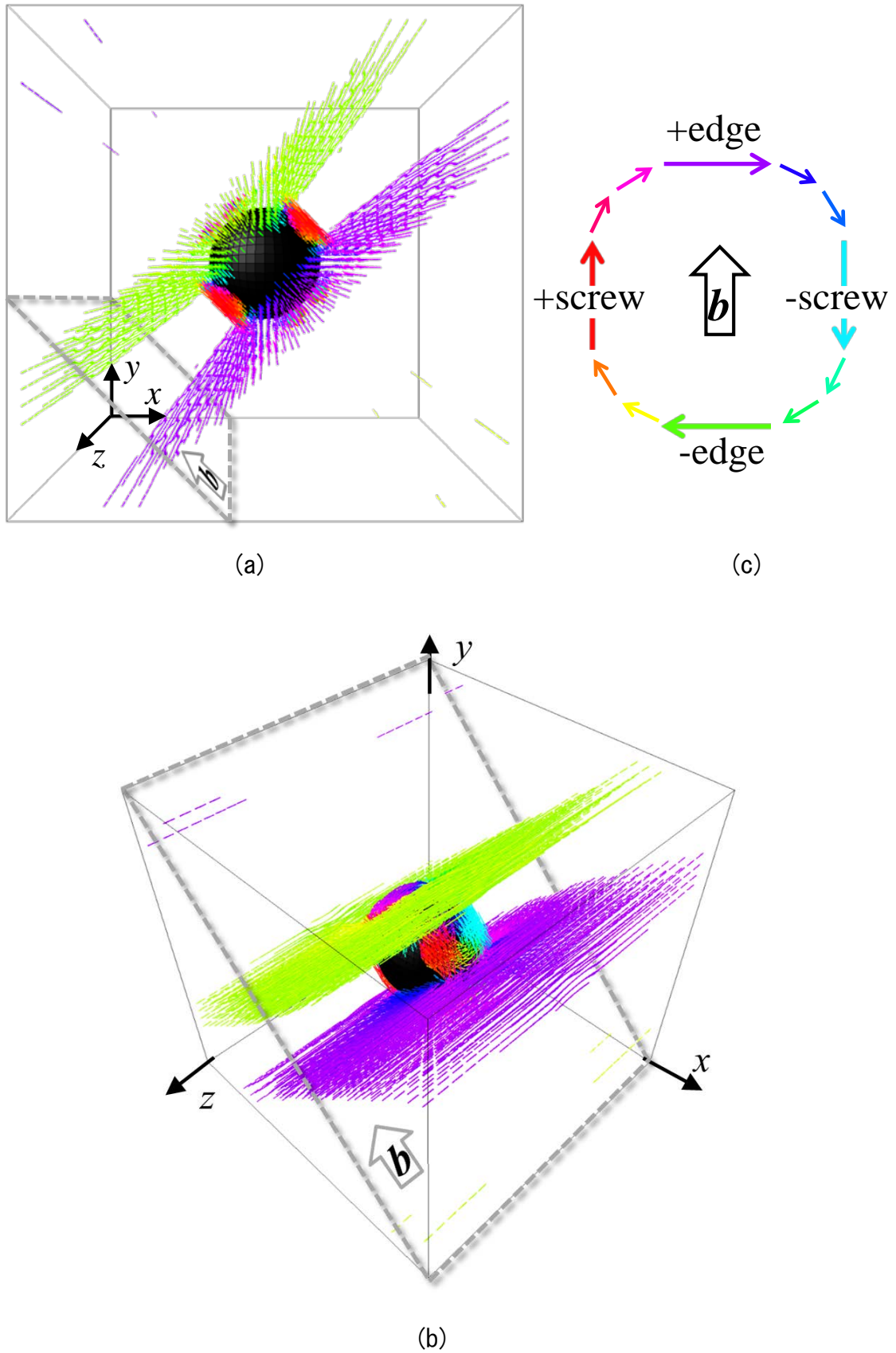


図 5.4 (a) および (b) は GN 転位密度の刃状成分とらせん成分により得られる混合転位線の分布図. (c) はバーガスベクトルと転位線の色の関係.

次に解析結果と解析条件の参考とした実験結果の公称応力－公称ひずみ曲線を比較した．図 5.5 中の○のシンボルと破線で結晶塑性解析の結果，実線により中田らによる実験結果⁽²⁰⁾を示している．解析で得られた巨視的な降伏挙動は実験結果と良く一致しているが，加工硬化率は実験結果に比べ高い．そのため公称ひずみ 5%での塑性流動応力も実験結果に比べ高い値となっている．

巨視的な降伏に関しては良く一致していることから，オロワン応力を導入した拡張 Bailey-Hirsch モデルを初期 CRSS の決定に用いる方法は妥当なものと考えられる．一方，結晶塑性解析において加工硬化は式(3.6)右辺第二項で与えられ，この項にある SS 転位密度が変形とともに変わってゆく．したがって，すべり変形に伴う SS 転位密度の増加を過剰に評価したことが加工硬化率を高く見積もる結果になったと考えられる．

SS 転位密度の増分は式(3.7)により決定しており数値係数 c ， D および転位の平均自由行程 L によって変化する． c は一般的に 1 であり，また転位の対消滅による SS 転位密度の減少は本研究で与えた公称ひずみ 5%程度の変形ではほとんど巨視的な力学特性に影響を及ぼさない．そのため対消滅距離 D の本結果への寄与は小さい．したがって SS 転位密度の増分に大きく寄与する因子は転位の平均自由行程 L であると考えられる．本研究の解析条件では L の決定に粒子の有効平均間隔 λ が寄与する．つまり本研究では粒子の有効平均間隔 λ によって材料の加工硬化率が説明される．そのため実験結果に比べ解析結果の加工硬化率が高くなった原因は， L に対する粒子の有効平均間隔の寄与が十分正確に評価されていなかったためであると考えられる．そこで次に，より厳密な粒子の有効平均間隔を用いて結晶塑性解析により加工硬化率を検討する．

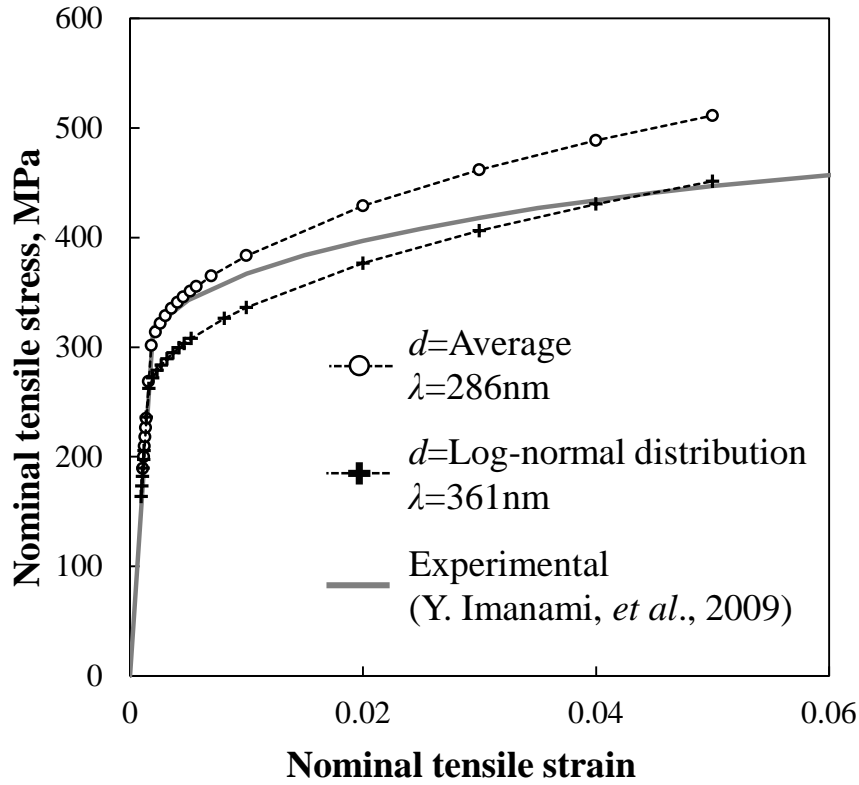


図 5.5 解析結果と実験結果⁽²⁰⁾の公称応力—公称ひずみ曲線の比較. 解析結果の λ は 286nm と 361nm.

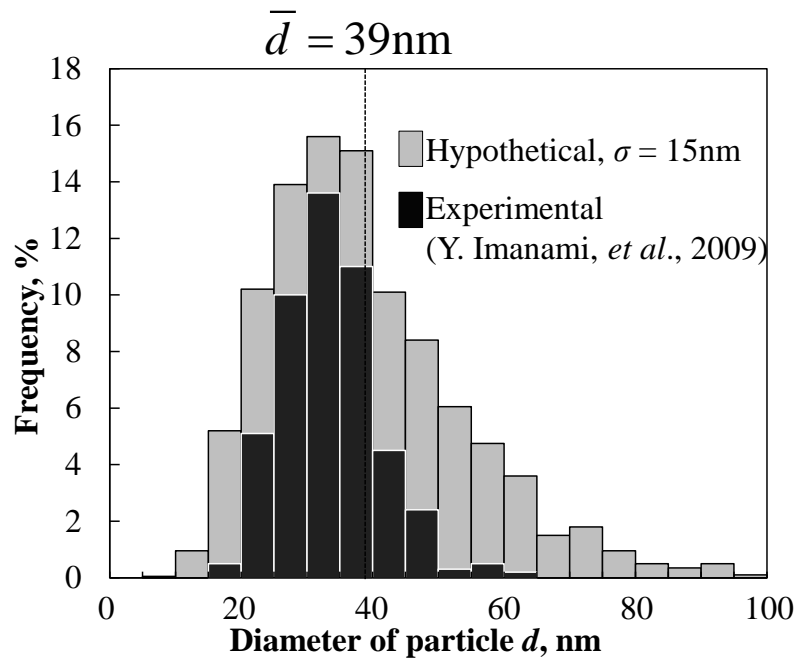


図 5.6 仮想的に与えた粒子直径分布と実験材料⁽²⁰⁾の粒子直径分布. 仮想的な分布は対数正規分布で粒子の平均直径は 39nm, 標準偏差は 15nm.

5.1.2 粒子直径分布と粒子の平均間隔

実際の材料中に分散する粒子は、直径にバラつきがある。中嶋ら⁽²²⁾によれば、粒子の平均間隔をより高い精度で見積もるには、粒子直径のバラつきを考慮することが望ましい。さらに粒子直径のバラつきを考慮した粒子の平均間隔によるオロワン応力の評価について実験的および理論的な研究⁽³⁶⁾もなされている。そこで粒子直径のバラつきを導入した次式⁽²²⁾により求めた間隔を粒子の有効平均間隔として結晶塑性解析を行った。

$$\lambda = 1.25 \times \sqrt{\frac{\pi}{6V_f} \frac{\sum_{n=1}^{N_s} d_n^3}{\sum_{n=1}^{N_s} d_n} - \frac{\pi}{4} \frac{\sum_{n=1}^{N_s} d_n^2}{\sum_{n=1}^{N_s} d_n}} \quad (5.1)$$

ここで N_s は粒子の数、 d_n は粒子の直径である。参考とした実験の d_n は対数正規分布で表すことのできる分布を持っている。そこで実験材料の粒子直径分布に近づくように、サンプル数 $N_s=2000$ でほぼ対数正規分布になるように粒子直径のデータを発生させた。このようにして発生させた直径分布と実験材料との比較結果を図 5.6 に示す。得られた 2000 個の粒子直径 $d_1 \sim d_{2000}$ を式(5.1)に代入することで粒子の有効平均間隔を求めた。粒子の有効平均間隔は、式(4.1)の粒子直径の平均値を用いた場合で 286nm であるのに対し、式(5.1)の粒子直径のバラつきを考慮した場合は 361nm であり、約 30% 大きい。

粒子の有効平均間隔を 361 nm とし引張変形解析した結果の公称応力—公称ひずみ曲線を図 5.5 中の破線と+のシンボルで示した。粒子の有効平均間隔が広くなることで、降伏応力が下がり加工硬化率も若干低下している。ただし降伏応力は結晶方位から決まる Schmid 因子や初期転位密度などにより変化するため、重要とは言えない。ここで重要な点は、粒子直径のバラつきを考慮した粒子の有効平均間隔を用いても加工硬化率が実験結果に比べ高い事である。

以上の検討ではオロワン応力の評価に用いる寸法因子（式(3.6)の λ ）と転位の平均

自由行程の評価に用いる寸法因子（式(3.8)の λ ）は同一であるとして解析を行った。しかしオロワン応力の算定に用いる寸法因子は運動転位が隣接する粒子の間を通り抜ける現象に関係するのに対し、転位の平均自由行程に用いる寸法因子は、運動転位が多数の粒子によって捕捉されるまでの距離である。すなわち、降伏応力などの塑性流動応力に関係する寸法因子と加工硬化に関係する寸法因子は、物理描像が本来異なるものであり、必ずしも同一である必要はない。そこで次に、転位の平均自由行程について検討する。

5.1.3 粒子が不規則に分散した結晶中を運動する転位の平均自由行程

粒子が分散した結晶中において、すべり変形を担う転位の運動に対する主要な抵抗因子は分散粒子であると考えるのが自然であり、転位の蓄積に対しても分散粒子の有効平均間隔が主要な役割を果たしていると思われる。しかし前項の考察で、転位の運動抵抗と蓄積に関与する寸法因子は同一ではない可能性が見えてきた。そこで式(3.8)の転位の平均自由行程を決定する際に、粒子が分散するすべり面上における転位の運動様式に依存する n^* の値について検討する。前項までの計算の設定すなわち $n^*=1$ は、運動転位は分散粒子の有効平均間隔ごとに捕捉される描像となっている。しかし運動転位が分散粒子の間隔ごとに捕捉される描像が成立しない状況は数多く考えられる。例えば、分散強化合金の降伏応力が高温下において低下する現象の説明として、転位が上昇運動により粒子を乗り越えて進む機構⁽³⁷⁾⁽³⁸⁾が提案されているが、この場合では運動転位が粒子に捕捉される頻度は低下し n^* は 1 より大きくなると考えられる。本研究で参考とした実験⁽²⁰⁾は室温下で行われたものであるが、 n^* が 1 より大きな値となる可能性はある。そこで n^* が 1 以上の場合について解析を行った。

図 5.7 は $n^*=2$ または $n^*=3$ として得られた公称応力－公称ひずみ曲線である。 $n^*=1$ の時、加工硬化率は実験結果に比べ高いが、 $n^*=2$ または 3 とすると加工硬化率だけが低下し、実験の公称応力－公称ひずみ曲線とほぼ一致する結果となった。 $n^*=2$ ま

たは3の時, 式(3.8)より転位の平均自由行程 L はそれぞれ分散粒子の有効平均間隔 λ の2または3倍となる. すると式(3.7)の右辺第1項が小さくなり, SS 転位密度の増分が低下することで式(3.6)の右辺第二項による CRSS の増加量が減少し加工硬化率が低下した.

$n^*=2$ または 3 の時に解析結果と実験結果がほぼ一致したということは, 粒子が分散する結晶中で転位は分散粒子の平均間隔の数倍程度の距離を運動した後に粒子に捕捉されるという描像が適切であることを示している.

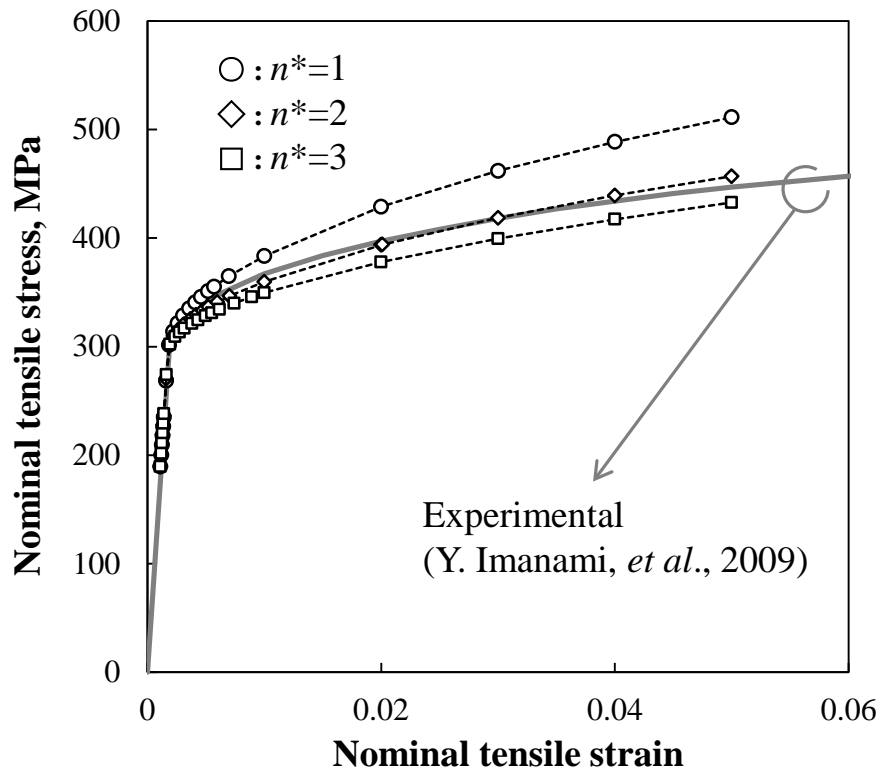


図 5.7 解析結果と実験結果⁽²⁰⁾の公称応力—公称ひずみ曲線の比較. 解析結果は $\lambda=286\text{nm}$ の場合で n^* を 2 または 3 とした条件.

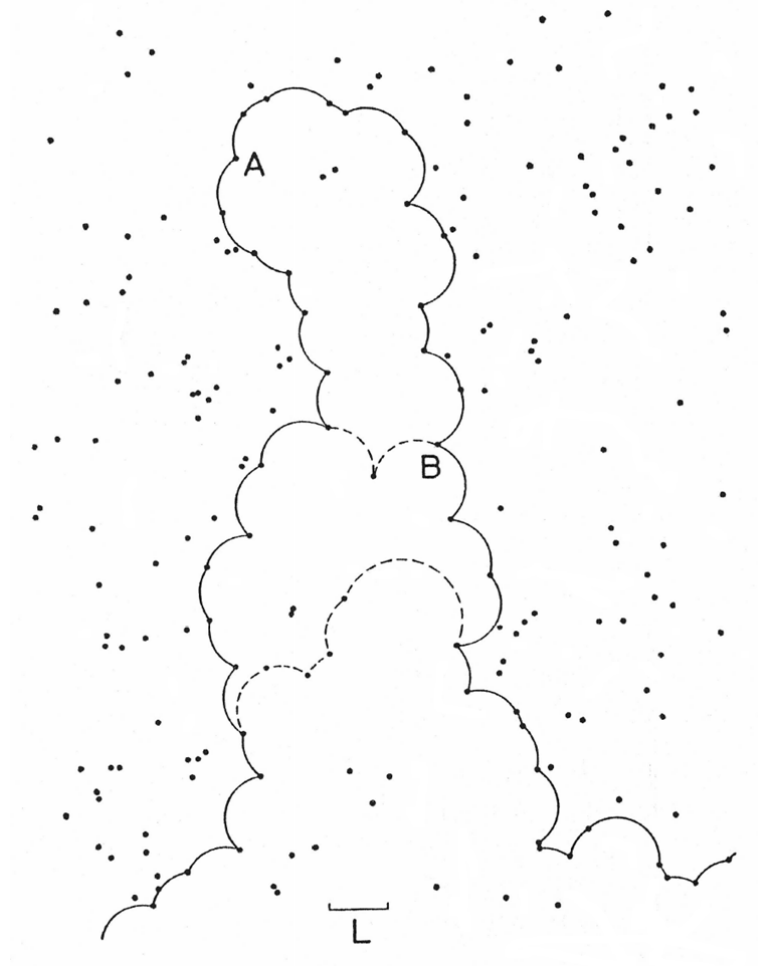


図 5.8 Forman と Makin による粒子が不規則に分布するすべり面上での転位の運動シミュレーション⁽³⁹⁾.

運動転位が分散粒子の平均間隔よりも長い距離を運動する要因として、図 1.3 で観察されるように分散する粒子の空間的分布が不規則であることが考えられる。図 5.8 は、粒子が不規則に分布したすべり面上を転位が運動していく様子を計算した Foreman と Makin によるシミュレーション結果⁽³⁹⁾である。転位が粒子の間を抜け全体に広がっていくとき、転位は粒子間隔が相対的に広い箇所を抜けていく。

このシミュレーション結果を転位蓄積の観点から見ると次の事が考えられる。図 5.8 のように転位が粒子間を抜け材料中を運動していくとき、転位は破線部から実線部まで運動し捕捉されたと考えることが出来、その移動距離は粒子間隔よりも十分大

きい。すなわち、粒子が空間的に不均一に分布している場合、オロワン応力を評価する際の粒子の平均間隔と転位の平均自由行程の評価に用いるべき距離は同一ではない。図 5.8 の例では転位は粒子の平均間隔の数倍程度移動しており n^* に関与したと考えられる。

5.1.4 転位の平均自由行程に関与する因子

転位が捕捉されるまでの移動距離には粒子の平均間隔や粒子の分散状態のほかに、さらに幾つかの因子が関与すると考えられる。Forman と Makin は運動転位が粒子の間をオロワン機構により抜けていく際の条件として転位の臨界張出角度を用いている⁽³⁹⁾。転位の臨界張出角度は粒子の強度によって変化し、図 5.8 は強い粒子の場合についての計算で臨界張出角度は 10° である。弱い粒子の場合には臨界角度が大きくなり、それと共に n^* も増加すると考えられる。母相より粒子の CRSS が低く、母相を運動する転位が粒子をせん断しながら進む場合、粒子による転位に対する運動抵抗が低下し、それと同時に n^* はより大きな値をとると考えられる。また先に述べたように高温下においては、運動転位の上昇により粒子を乗り越えて転位が進む機構⁽³⁷⁾⁽³⁸⁾が提案されているが、この場合でも運動転位が粒子に捕捉される頻度は低下し n^* はより大きな値を使う必要があると考えられる。

分散粒子の寸法や空間的配置に依存する要因もある。粒子の体積分率が変わらずに粒子直径が変化する場合、図 5.8 に示される分布は変わらず全体寸法が変化する。このとき粒子の空間的な配置は変化しないので前項で用いたものと同様の n^* 値を用いることが出来ると考えられる。しかし転位が粒子を切って進むことができるほど粒子直径が小さい場合⁽⁹⁾には n^* も大きな値をとるものと考えられる。

粒子の空間的な配置は変化せずに体積分率が変化する場合は、粒子の中心間距離は変化しないが表面間距離と粒子直径は変化する。表面間距離に対する粒子直径の比が小さくなると、張出した転位同士の弾性相互作用が増加し粒子間を転位が抜けだしや

すくなる⁽⁸⁾。体積分率が低くなるほど粒子直径が小さくなり表面間距離が大きくなることで表面間距離に対する粒子直径の比が小さくなるため粒子による転位に対する運動抵抗が低下し n^* の値が大きくなると考えられる。

本研究で対象とした材料では、式(3.8)の転位の平均自由行程の数値係数 n^* に 2~3 を入れることで、解析結果の応力ひずみ曲線が実験結果に近づいた。粒子が分散する結晶中の転位の運動様式を様々な環境下で検討する必要がある、それらによって n^* は様々な値をとると考えられる。

5.1.5 2次すべり系の初期 CRSS とその活動による加工硬化

ここまで述べた結果は、2章で述べたように合金の母相で活動するすべり系のほとんどが主すべり系に限られるという実験により観察される結果を基に、単純化の為、2次すべり系の活動が生じないような条件で結晶塑性解析を行いその巨視的な力学応答から加工硬化について検討してきた。しかしながら、結晶性材料の加工硬化は2次すべり系の活動と密接にかかわっており、2次すべり系が全く活動しない条件の結果のみではなく、2次すべり系が活動する場合の解析を行い2次すべり系の取り扱いについて検討する。

初めに2次すべり系の活動開始条件は、主すべり系と同じとし、主すべり系と2次すべり系で初期の CRSS を同値とした条件で解析を行った。つまり、主すべり系と2次すべり系における区別はなく負荷軸方向に関する Schmid 因子の大きさによって主すべり系が決まる。2次すべり系の活動は単軸応力場においては生じないが、本研究は分散粒子によってその周りに複雑な応力場が形成することにより2次すべり系が活動する。図 5.9 にその条件により得られる解析結果の公称応力—公称ひずみ線を参考としている実験の結果⁽²⁰⁾と共に示す。 n^* は 5.1.3 項の結果を踏まえて 2 とした。変形開始から公称ひずみ 2%程度までは実験と良く一致する結果が得られた。しかし公称ひずみ 2%程度から線形的な加工硬化となり、実験に比べ高い加工硬化率を示し実験

よりも高い流動応力となる．線形的な高い加工硬化率を示す要因は2次すべり系の活動による物であると考えられる．

2次すべり系の活動について詳細を示す．図 5.10 は公称ひずみに対して母相内で生じた各すべり系の塑性せん断ひずみの絶対値の平均値をプロットしたグラフである．主すべり系となる $(101)[11\bar{1}]$ は約 0.09 の塑性せん断ひずみが生じており，引張軸の y 軸方向の塑性ひずみに換算すると 0.045 の塑性ひずみとなる．母相内に生じている y 軸方向の塑性ひずみは公称ひずみ 0.05 時で約 0.048 であるので引張方向の塑性ひずみは主すべり系が約 94%を占めている．また主すべり系の活動開始直後から2次すべり系の活動も開始していることが分かる．一番活動の大きな2次すべり系の $(\bar{1}01)[111]$ は，約 0.0033 で主すべり系の 27 分の 1 と少ない．しかしこれは母相内に生じた塑性せん断ひずみの平均値であり，局所的には主すべり系の塑性せん断ひずみに比べて十分小さいということではない．そこで次に主すべり系と主に活動している2次すべり系の塑性せん断ひずみ分布図を示す．

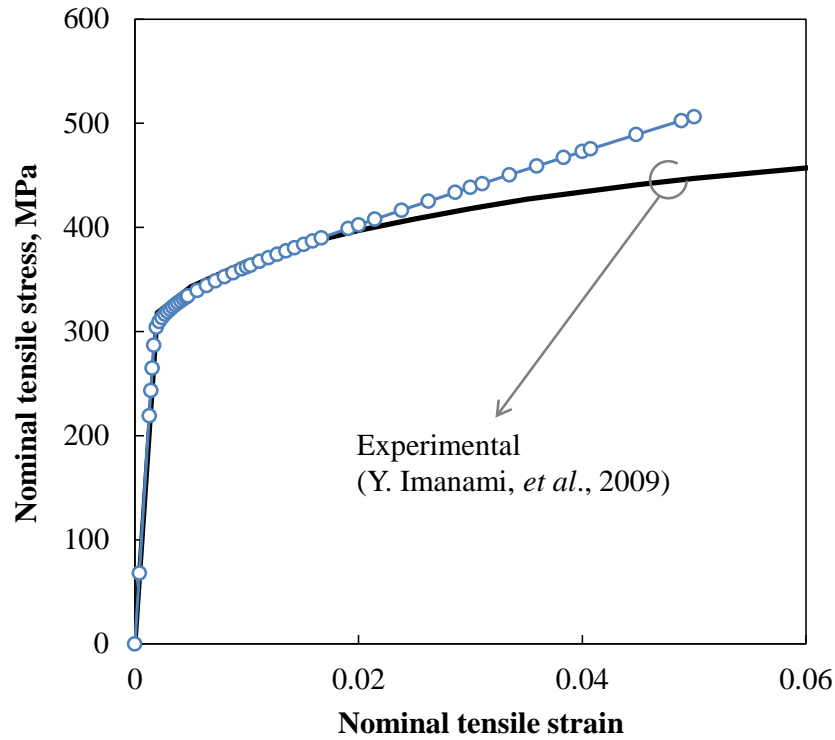


図 5.9 解析結果と実験結果⁽²⁰⁾の公称応力—公称ひずみ曲線の比較. 解析条件は $\lambda=286\text{nm}$, $n^*=2$. 主すべり系と2次すべり系の初期 CRSS は同値である.

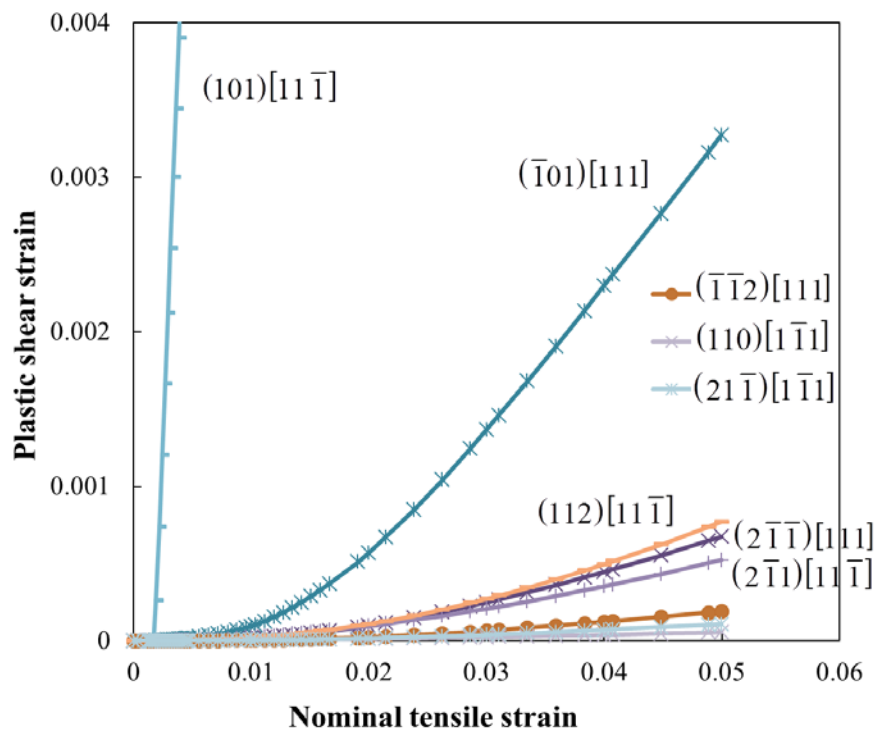


図 5.10 公称ひずみに対して母相内において各すべり系に生じた塑性せん断ひずみの平均値の推移.

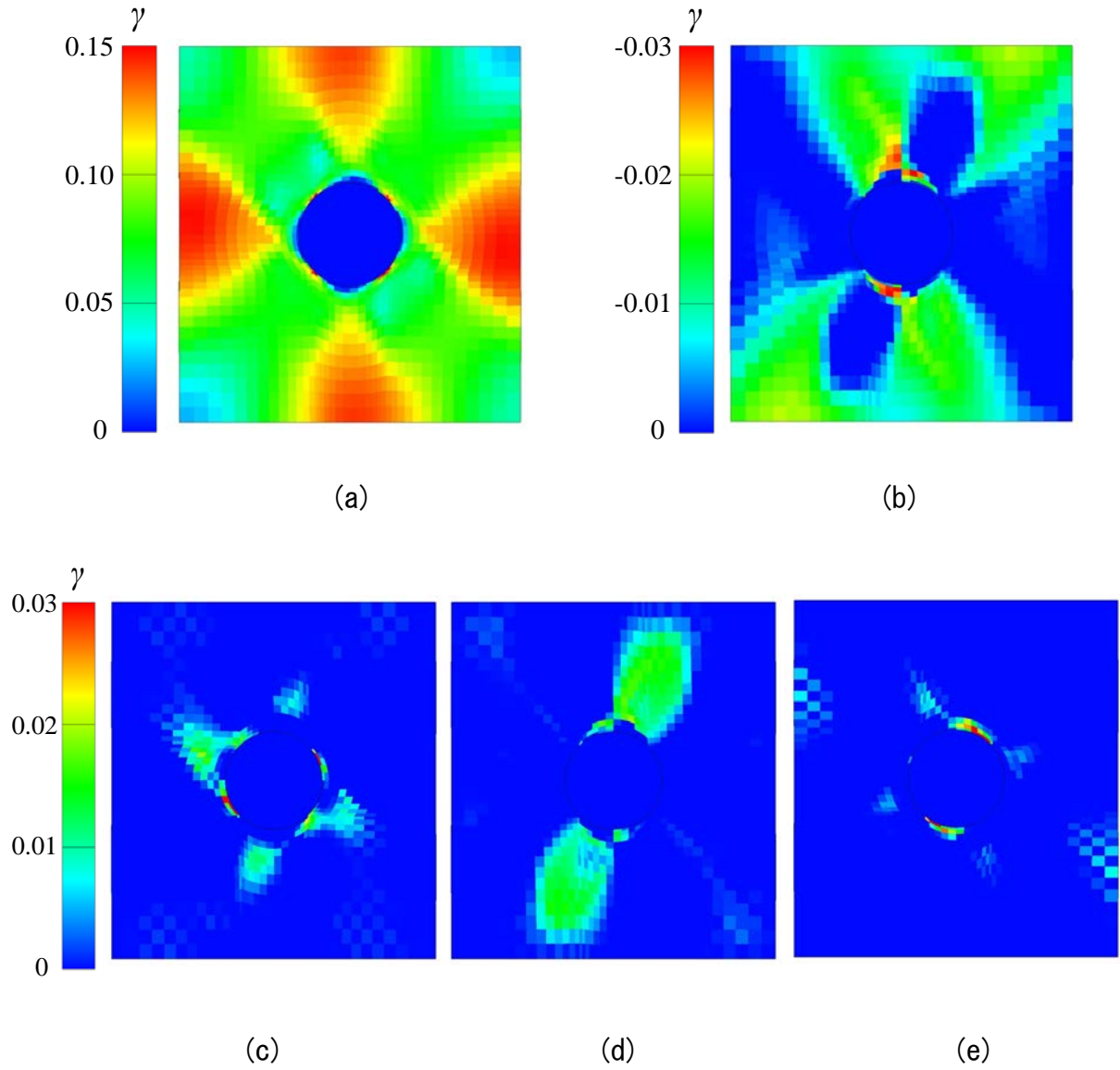
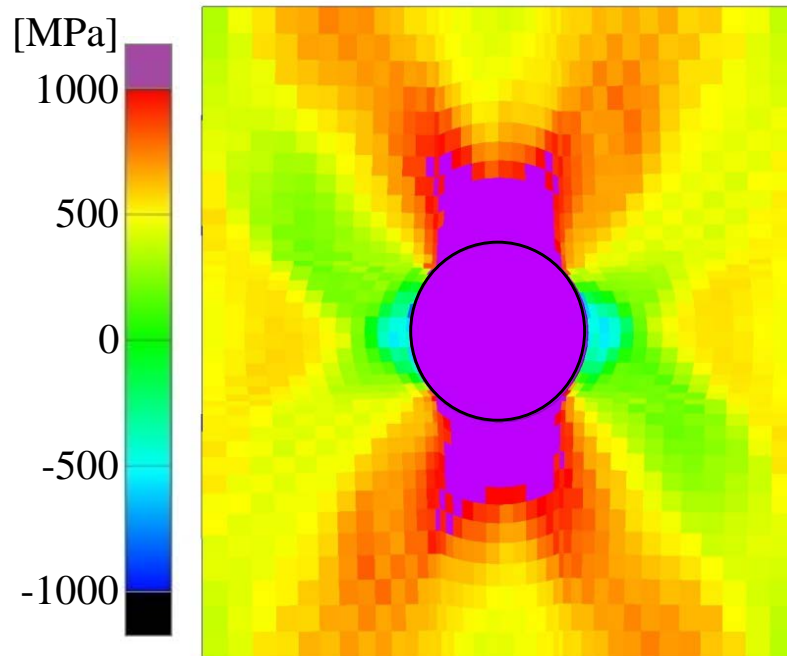
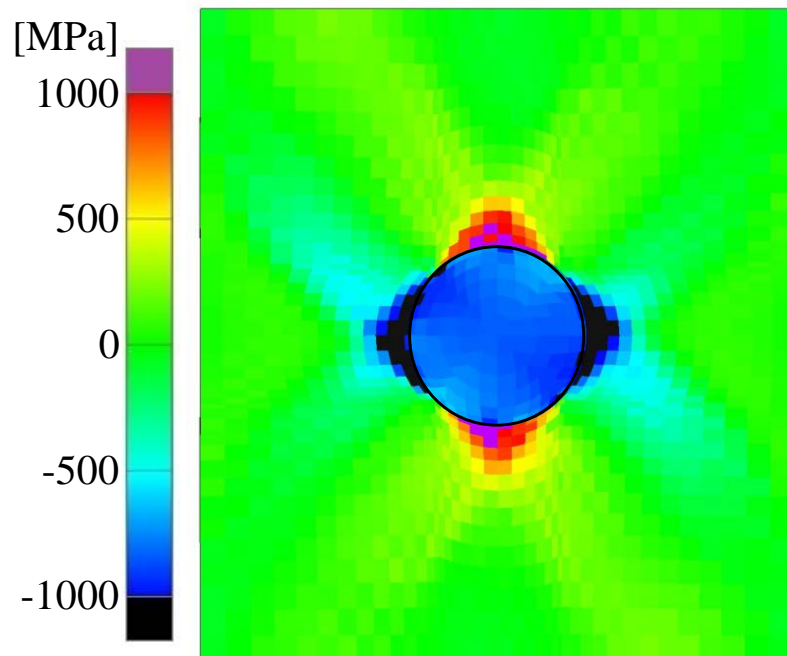


図 5.11 5%引張変形後の主すべり系および2次すべり系のモデル中央 x - y 断面に生ずる塑性せん断ひずみの分布. (a) は主すべり系となる $(101)[11\bar{1}]$, (b) (c) (d) および (e) は2次すべり系でありそれぞれ $(\bar{1}01)[111]$, $(112)[11\bar{1}]$, $(2\bar{1}\bar{1})[111]$ および $(2\bar{1}\bar{1})[11\bar{1}]$.



(a)



(b)

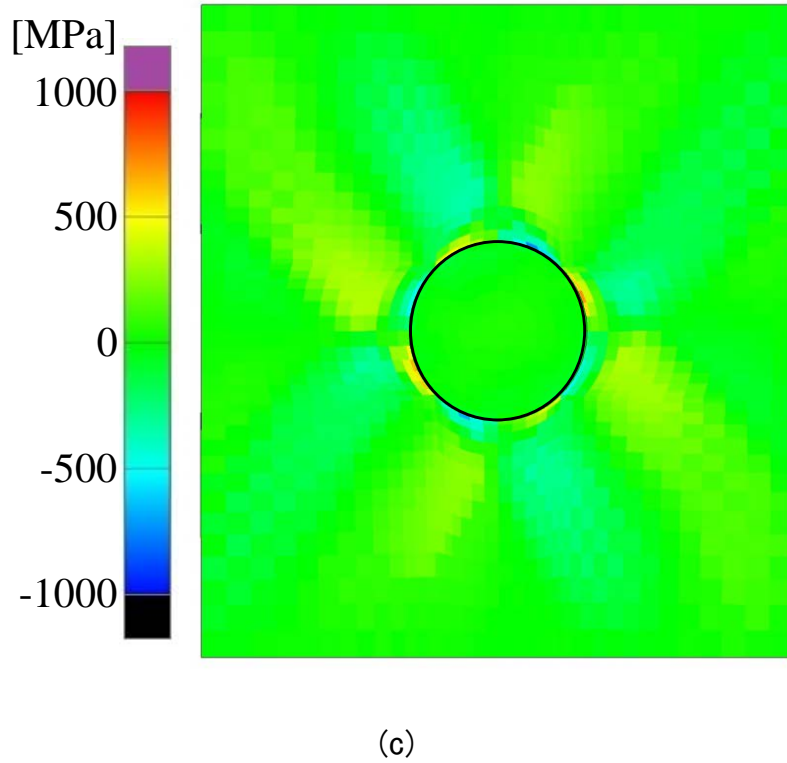


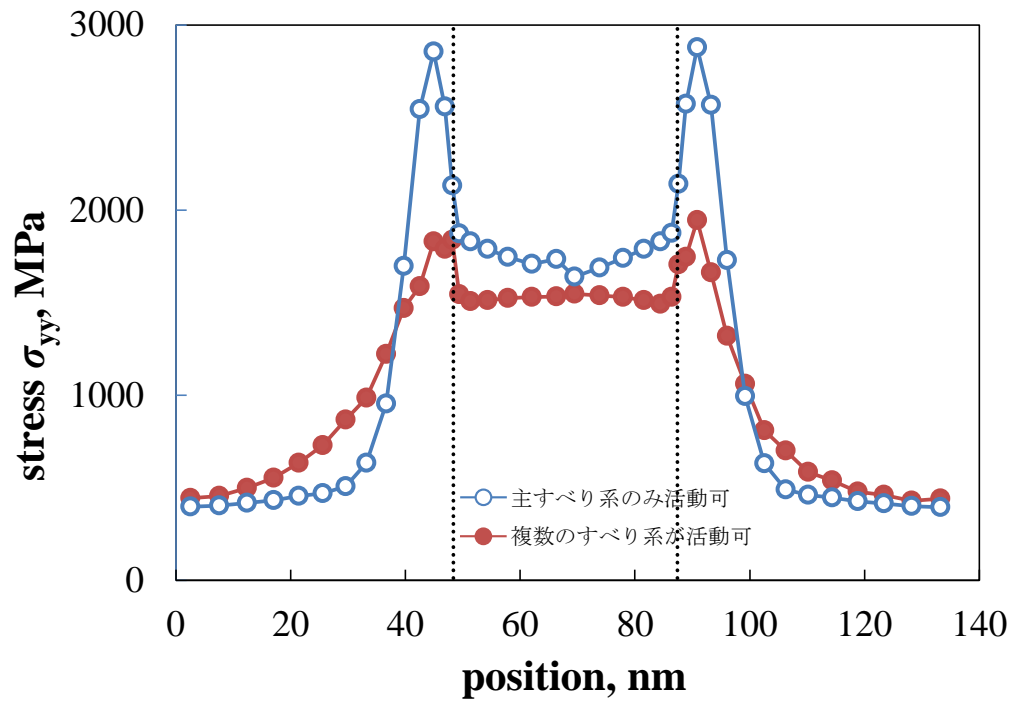
図 5.12 公称ひずみ 5%変形時，モデル中央 x - y 断面の応力分布．(a)は y 軸方向垂直応力成分 σ_{yy} ，(b)は x 軸方向垂直応力成分 σ_{xx} ，(c)はせん断応力成分 σ_{xy} ．

図 5.11 はそれぞれ 5%引張変形後のモデル中央 x - y 断面に生ずる塑性せん断ひずみの分布図である．(a)は主すべり系となる $(101)[11\bar{1}]$ ，(b)(c)(d)および(e)は 2 次すべり系でありそれぞれ $(\bar{1}01)[111]$ ， $(112)[11\bar{1}]$ ， $(2\bar{1}\bar{1})[111]$ および $(2\bar{1}1)[11\bar{1}]$ である．主すべり系は単一すべりの図 5.3 と比較するとほとんど変化は見られないが，単一すべりの場合では粒子の上下，左右領域で線対称だったのに対し，2 次すべり系が活動することにより粒子の上下，左右領域で点対称に対称性が変化している．2 次すべり系はそれぞれ最大で 0.03 程度の塑性せん断ひずみが生じており，ひずみの生じている領域での平均としては 0.01~0.02 程度の値で分布している．しかし塑性せん断ひずみの生ずる領域の広さはそれぞれで異なっており，一番活動しているすべり系は $(\bar{1}01)[111]$ である．また単一すべりの場合に比べ主すべり系の塑性せん断ひずみが粒子の上下領域で若干減少しているのは，その領域で 2 次すべり系の $(\bar{1}01)[111]$ と

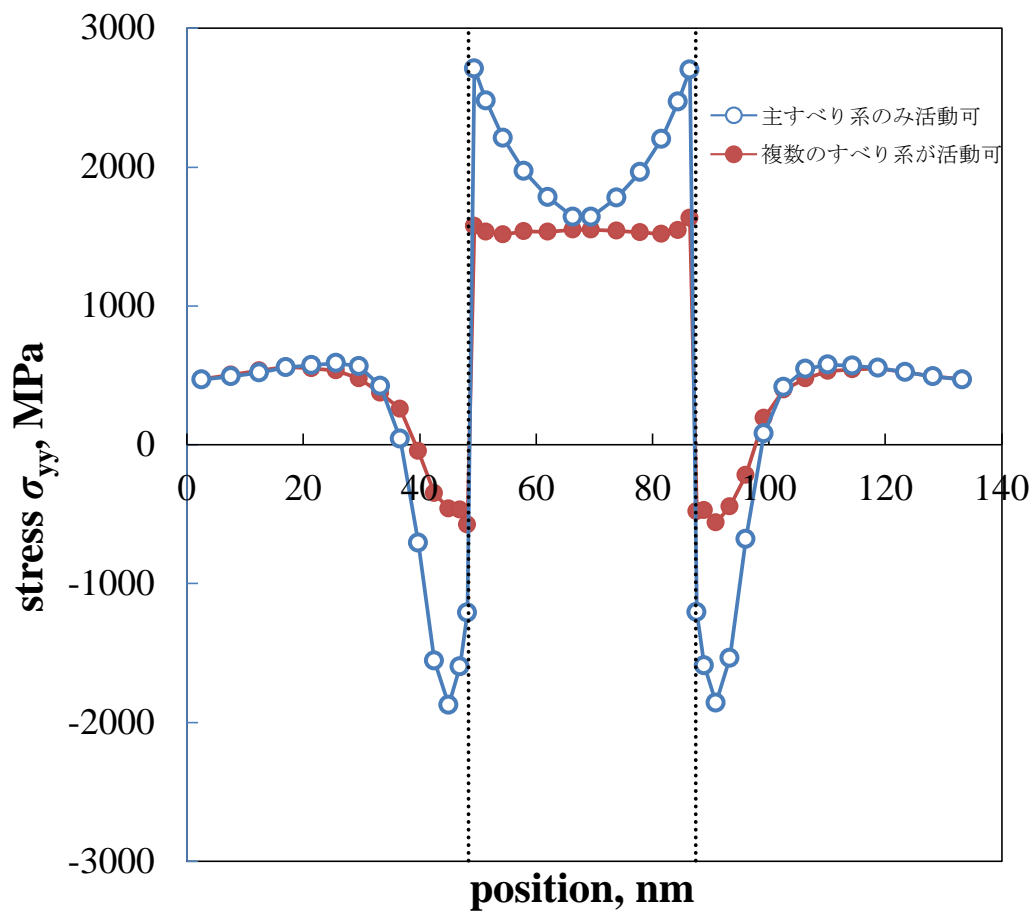
(112)[111̄]が活動しており主すべり系の代わりにひずみを担っているためと考えられる．次にこれら2次すべり系の活動により変化する応力場について述べる．

図 5.12(a), (b)および(c)はそれぞれ 5%引張変形後のモデル中央 x - y 断面における3つの応力成分，すなわち y 軸方向垂直応力成分 σ_{yy} ， x 軸方向垂直応力成分 σ_{xx} ，およびせん断応力成分 σ_{xy} の分布を示したものである．図 5.2 で示す単一すべりの場合と比較すると，各応力成分すべてにおいて応力分布のコントラストが小さくなっている．これは単一すべりの場合に比べ複数のすべり系が活動することで粒子近傍の応力集中領域で塑性緩和し，応力集中する際のピーク値が小さくなるためである．また粒子に生ずる応力も低下しており，特に σ_{xx} では（図 5.12b）粒子に生ずる高い圧縮応力が顕著に低下している．これらの現象を詳細に数値で見るためモデル上に応力値の参照線を引き単一すべりの場合と複数のすべり系が活動する場合について比較する．

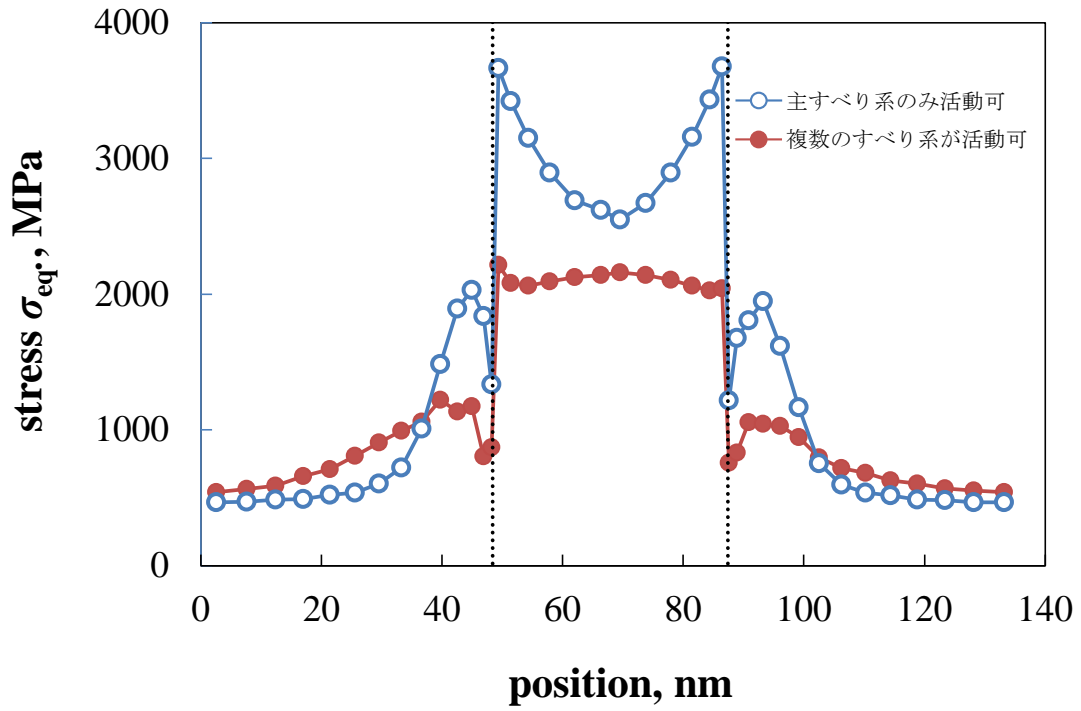
図 5.13 は図 4.1(b)に示す線 AB と A'B' 上の y 方向垂直応力分布と相当応力分布を示したものである．横軸に A(A')からの距離，縦軸に応力値を示す．青いシンボルとラインで単一すべりの場合，赤いシンボルとラインで複数のすべり系が活動する場合の結果である．中央の2本の黒い点線は母相と粒子の境界で左右の領域が母相，中央の領域が第2相粒子である．粒子近傍の母相側に生ずる応力集中のピークが約 1GPa 低下しており，これは複数のすべり系が活動することで生ずる塑性緩和によるものである．しかし粒子から離れた領域では複数のすべり系が活動する場合のほうが応力値は高く加工硬化による影響が広がっている．また粒子に生ずる応力は粒子近傍で複数のすべり系が活動することにより塑性緩和が生じ低下している．これらの現象は σ_{yy} だけではなく他の応力成分でも生じている．図 5.13(c)(d)に示す相当応力の分布で見るとこれらの現象がさらに顕著に表れており，粒子に生ずる応力は最大で 1.5GPa 程度減少している．次に2次すべり系の活動によって変化する主すべり系の転位の平均自由行程について示す．



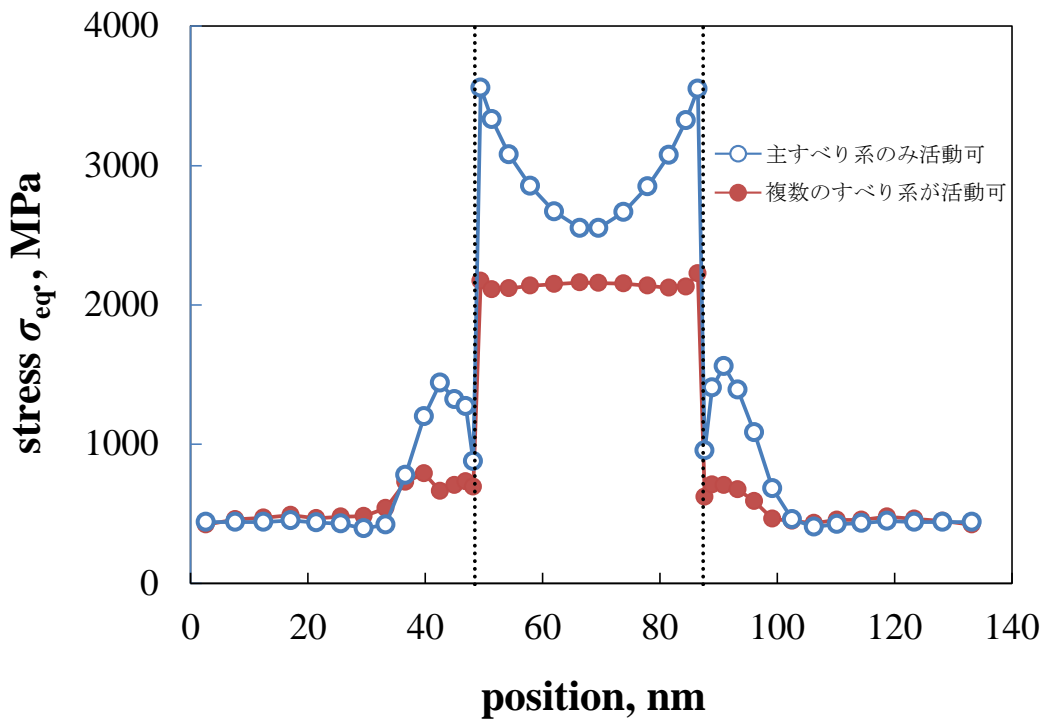
(a)



(b)



(c)



(d)

図 5.13 モデル中の参照線 AB および A' B' (図 4.1) 上の応力分布. (a) および (c) はそれぞれ線 AB 上の y 方向垂直応力分布と相当応力分布. (b) および (e) はそれぞれ線 A' B' 上の y 方向垂直応力分布と相当応力分布.

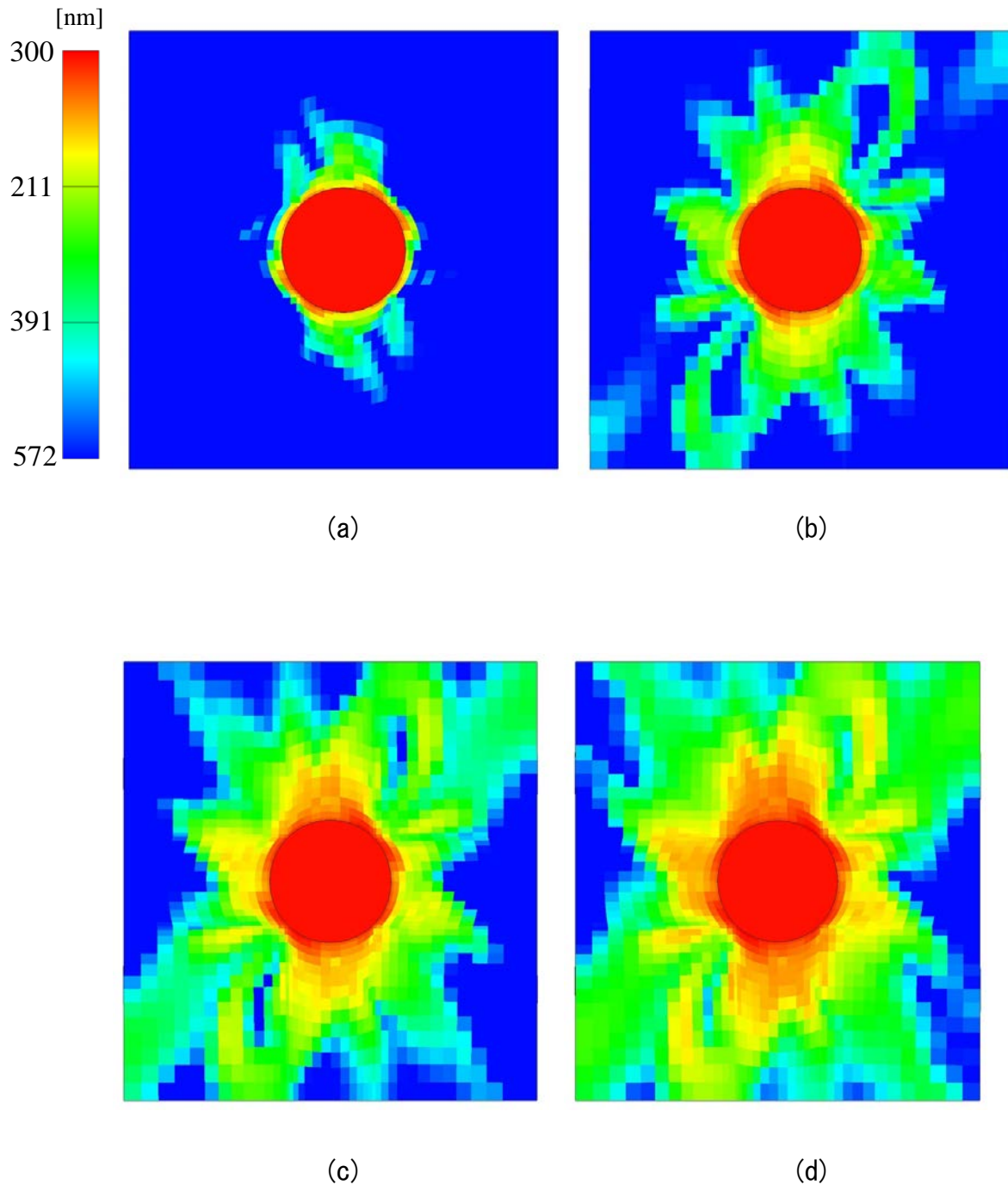


図 5.14 モデル中央 x - y 断面における主すべり系の転位の平均自由行程の分布. λn^* は 572nm であり, それより小さい値は林立転位の間隔になっている.
(a) (b) (c) および (d) はそれぞれ公称ひずみ 1, 2, 3 および 4%時である.

単一すべり条件の場合では、2次すべり系の活動が無かったため主すべり系に対する林立転位の増加が無く転位の平均自由行程は $n\lambda$ に依存していた。しかし2次すべり系の活動が活発に生じている本解析では、主すべり系に対する林立転位が変形と共に増加するため転位の平均自由行程は、転位の平均間隔と $n\lambda$ のどちらか小さい方となる。図5.14は公称ひずみ1, 2, 3および4%における主すべり系の転位の平均自由行程の分布である。コンターバーに示される572nmの値は $n\lambda$ であり、それ以外の場所では林立転位の平均間隔となっている。公称ひずみ1%の時では粒子近傍の狭い範囲のみで転位の平均自由行程が $n\lambda$ 以下の領域となっているが、公称ひずみ2, 3%と増加するとその領域が広がっていき、公称ひずみ4%時では母相のほとんどの領域で転位の平均自由行程は林立転位の間隔となっている。この様に転位の平均自由行程が林立転位の増加と共に母相の広い領域で減少していくことで、公称ひずみ2%以降の応力ひずみ曲線において線形的な高い加工硬化率となった。

以上の様に、複数のすべり系が活動する条件下では、塑性変形しない粒子が有ることによってその周りに作る高い応力場が2次すべり系の活動を容易にし、複数のすべり系が活動する。そのため2次すべり系に蓄積する転位によって主すべり系に対する林立転位が増加し、平均自由行程が短くなることで主すべり系におけるSS転位密度が増加し加工硬化率が上昇した。またその加工硬化率は公称ひずみ2%以降で実験に比べ顕著に高く、その理由は初期の平均自由行程より平均自由行程の短い領域が広い範囲に拡大し始めるからであった。これらにより実験結果と一致しない結果となる。実験結果に対し結晶塑性解析の加工硬化率が過剰に高い結果となったことを踏まえて、この様な急激な加工硬化率の増加が実際の現象に合うのかを検討する。まずは公称ひずみ2%以降に見られる線形的な高い加工硬化率は、活発な2次すべり系の活動によってもたらされている。しかし第2章にも述べたように単結晶中に硬質な粒子を分散させた実験では、粒子近傍では2次すべり系の活動が活発に観察されるが、母相の広い範囲では活動するすべり系はほぼ単一であったというEbelingとAshbyの報告

⁽²³⁾や、ひずみ 0.1 までで観察された転位の 90%が主すべり系の物であったという Humphreys と Martin の報告⁽²⁵⁾から2次すべり系の活動が母相の広い範囲においてそこまで活発ではない可能性がある。

図 5.15 は、モデルの変形に対して主すべり系と2次すべり系も含めた全すべり系に蓄積する転位の平均密度の推移を表したグラフである。また主すべり系の転位密度の全すべり系の転位密度に対する割合も示した。引張ひずみが 0.05 時の GN 転位密度は約 60%が主すべり系の転位、SS 転位密度は約 80%が主すべり系の転位である。GN 転位の密度は SS 転位の密度の約 10 倍あるので、GN 転位を基準に考えれば、公称ひずみ 0.05 時において、すでに全体の約 40%と高い割合を2次すべり系の転位が占めている。これは実験で観察された結果⁽²⁵⁾とは大きく異なっている。また転位密度とは異なる観点からも見てみると、粒子に生ずる応力がその近傍の母相において2次すべり系の活動が活発であることによって緩和しており、単一すべりの場合では 3GPa 前後の相当応力が粒子に生じているのに対し 2GPa 程度に減少している。中性子回折により母相に生ずる応力を調べた実験結果⁽⁴¹⁾によると、公称応力と母相に生ずる応力の差が大きく、粒子には 3~4GPa の高い応力が生ずると考えられている。しかし解析結果は2次すべり系が活発に活動することにより、粒子に生ずる応力が減少し実験とは異なる結果をもたらす。これら2点の事実から実際の材料内では2次すべり系の活動が本解析で得られた結果ほど活発ではない可能性がある。

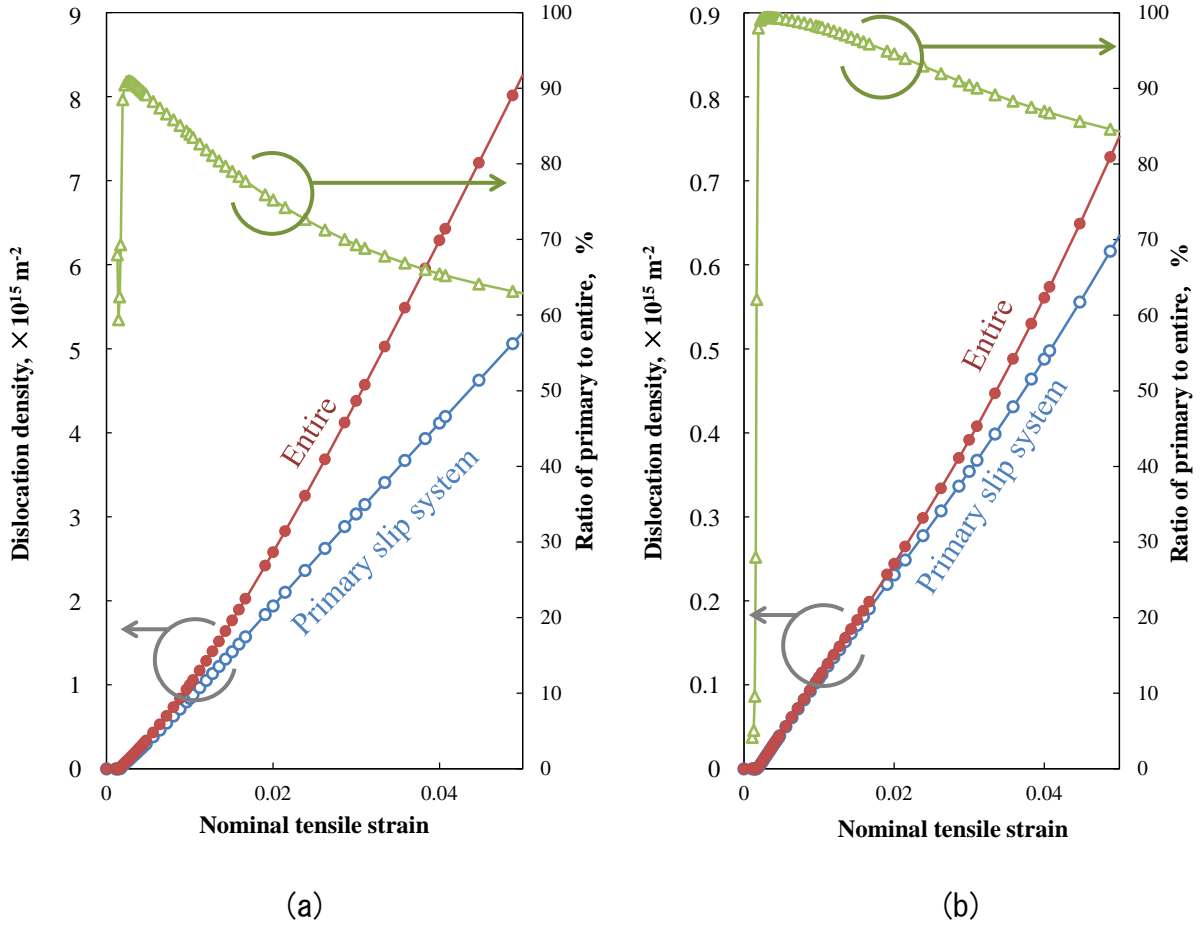


図 5.15 母相中で主すべり系に蓄積する転位と全すべり系に蓄積する転位の平均密度の推移. 第 2 軸は全体に対し主すべり系の転位密度が占める割合の推移. (a) は GN 転位密度, (b) は SS 転位密度.

そこで次に 2 次すべり系の活動開始条件が主すべり系のそれとは異なる場合について検討する. Ashby の 2 次すべり系の活動に関する研究⁽²³⁾において, 2 次すべり系の CRSS を $\mu\tilde{b}/d$ としていることを参考に, 以下の様に考え CRSS を決定する. 例えば不均一性の無い単結晶に単軸負荷を与えると一番 Schmid 因子の大きなすべり系, すなわち主すべり系の活動が開始し塑性変形する. この時, 結晶回転が無ければ 2 次すべり系の活動は起こらない. しかし本研究のような第 2 相などの不均一性があると複雑な応力場を形成するため 2 次すべり系の活動も容易になる. しかし図 5.13 に示す σ_{yy} と σ_{eq} の応力分布をみると母相内で高い応力場を形成しているのは粒子近傍に限られ

ており、本研究のように硬質な粒子が有る場合でも粒子半径程度の範囲にしか応力場を作っていない。すると主すべり系は最初、粒子から離れた母相のどこかにある比較的大きな転位源から単軸応力場中で転位ループの放出が起こりすべり変形するとすれば、その転位源から2次すべり系への転位ループの放出は難しいと考えられる。つまり2次すべり系の活動は複雑な応力場を作る粒子近傍にある転位源からの転位ループ放出によるものと考えられる。しかしその応力場は狭い範囲に限られるため、そこから放出される転位ループの転位源サイズは粒子直径程度と考えられる。つまり初期CRSSに関与する転位源寸法が主すべり系と2次すべり系で異なり、2次すべり系の転位源寸法が主すべり系より小さい為、CRSSが高い値となる。

そこで2次すべり系のCRSSが主すべり系のそれよりも高い値となる条件を与え解析を行った。2次すべり系の初期CRSSは、2次すべり系が活動するほどの高い応力場を形成する領域が粒子近傍に限られることから式(3.6)の第3項の微視組織の代表寸法を2次すべり系については粒子直径とし与えた。その時の初期CRSSは約758MPaと主すべり系の約148MPaに対して約5倍と高い値となる。図5.16は上記の2次すべり系が活動する条件により得られた応力ひずみ曲線である。実験の結果と良く一致する解析結果が得られた。図5.17は、各要素に生ずる相当塑性ひずみから、主すべり系の塑性せん断ひずみが相当塑性ひずみに寄与する分を引いた値を可視化した分布である。つまり2次すべり系の活動した領域のみが表示されている。2次すべり系の活動は粒子のごく近傍に限られている。次に母相内に蓄積する転位について、GN転位の密度がSS転位の密度の約10倍であることを踏まえて、GN転位密度ノルムに着目し述べる。図5.18は、モデルの変形に対して主すべり系と2次すべり系も含めた全すべり系に蓄積するGN転位密度ノルムの平均値の推移を表したグラフである。また全すべり系のGN転位密度に対する主すべり系のGN転位密度の割合も示した。グラフから主すべり系に蓄積するGN転位密度の全体に占める割合は、公称ひずみ0.05時に98%程度である。つまり2次すべり系に蓄積する転位密度が全体に占める割合は2%

程度である．また主すべり系に蓄積する転位密度の全体に占める割合が，100%から低下し始める公称ひずみを2次すべり系の活動開始点とすると，2次すべり系の活動は，材料の変形が公称ひずみ約0.02進んだあたりから開始している．これはAshbyによる理論計算で予測される2次すべり系が活動開始するひずみと一致している．また2次すべり系の活動が微小であるため応力の塑性緩和はほとんど起こっておらず，公称ひずみ0.05時に粒子に生ずる相当応力は2.9GPaであった．

以上から，粒子を含む2相合金では，2次すべり系のCRSSを粒子直径に依存するような形とすることで，実験の巨視的な力学特性と一致した．また2次すべり系の活動が粒子の近傍に限られることなど，これまでの実験的研究や理論的研究の結果に一致する．

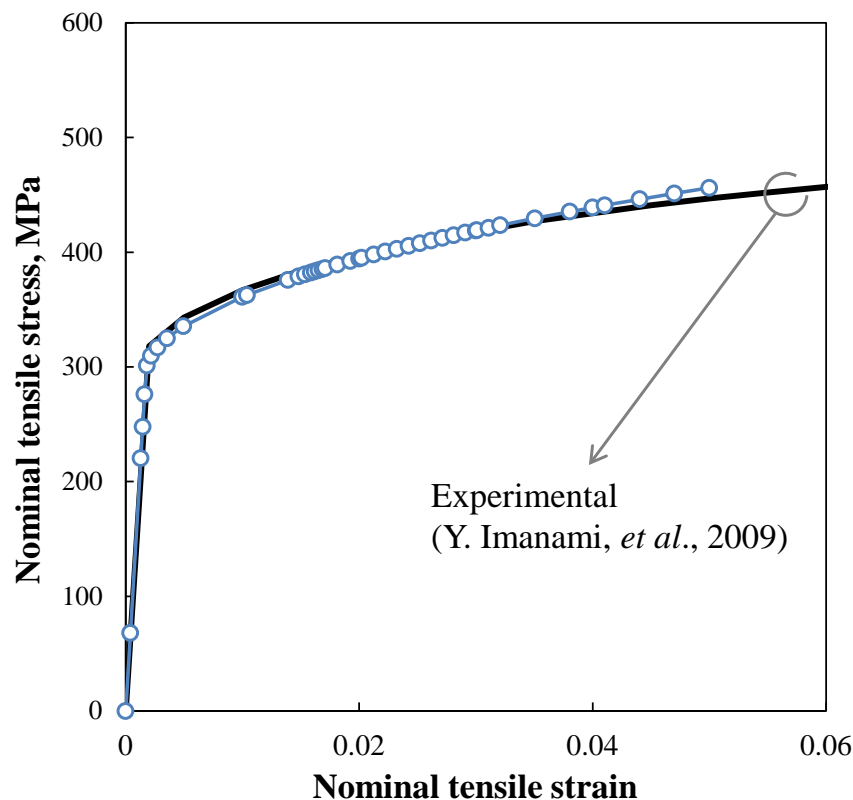


図 5.16 解析結果と実験結果⁽²⁰⁾の公称応力—公称ひずみ曲線の比較．解析条件は $\lambda=286\text{nm}$, $n^*=2$. 主すべり系と2次すべり系の初期CRSSはそれぞれ148MPaと758MPaである．

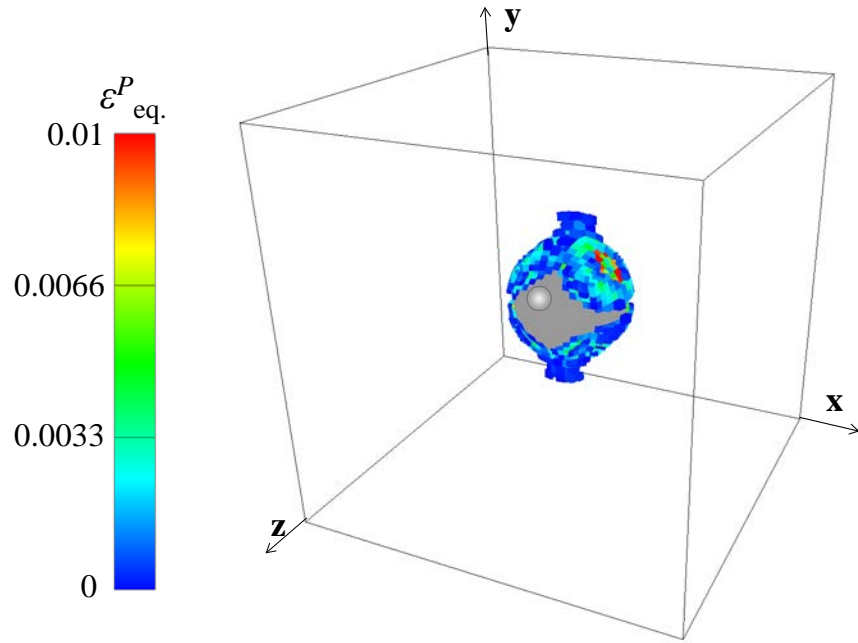


図 5.17 主すべり系の塑性せん断ひずみを除いた相当塑性ひずみ分布. すなわち 2 次すべり系の活動領域の可視化図.

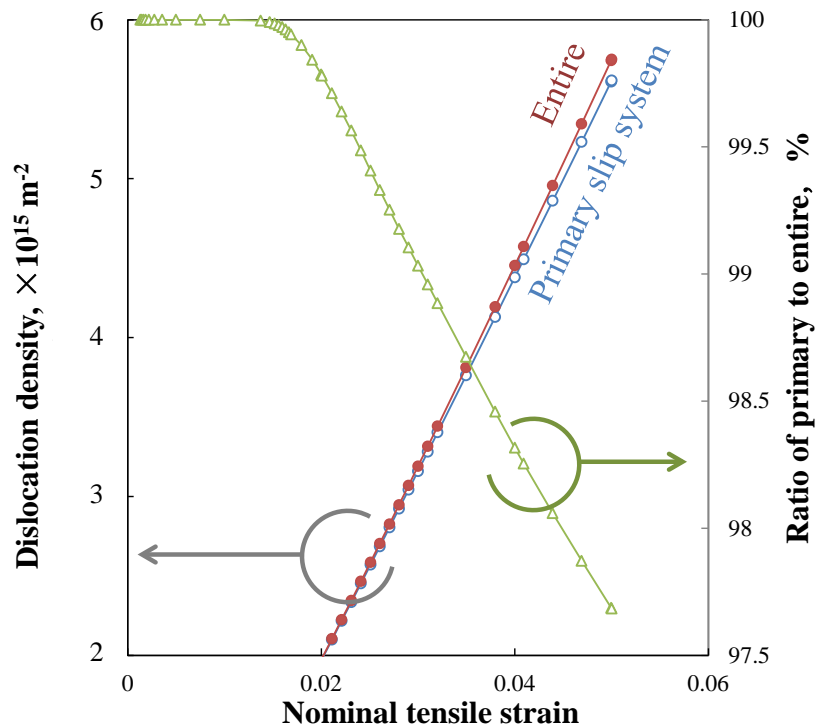


図 5.18 母相中で主すべり系に蓄積する GN 転位と全すべり系に蓄積する GN 転位の平均密度の推移. 第 2 軸は全体に対し主すべり系の転位密度が占める割合の推移.

5.2 複数の粒子が分散する微視組織に生ずる変形

本節では粒子一つを含むモデル（図 4.1(a)）では観察することが出来ない応力やひずみ、蓄積する転位の分布の母相内での広がり方や、粒子が複数あることによって生ずると考えられる粒子同士の相互作用がもたらす分布の変化について検討する。

解析モデルと境界条件は 4.1.2 項に示し、材料条件と結晶方位は、4.3 節の VC steel と同じとする。またすべり系の活動は 5.1.5 項の結果にもとづき、2 次すべり系の活動はほとんどない物と考え単純化の為に主すべり系のみが活動する条件とした。 $n^*=1$ および $n^*=2$ の場合について解析を行う。以上の条件により得られた解析結果の公称応力—公称ひずみ曲線を図 5.19 に示す。 $n^*=1$ の時、解析結果は実験に比べ加工硬化率が若干高く、 $n^*=2$ の時実験と良く一致する結果となり、粒子を複数配置したモデルの場合においても粒子一つ分を抜き出したモデルと同様の結果となった。次に粒子を複数配置したことにより生ずる応力、不均一変形および転位蓄積について述べる。

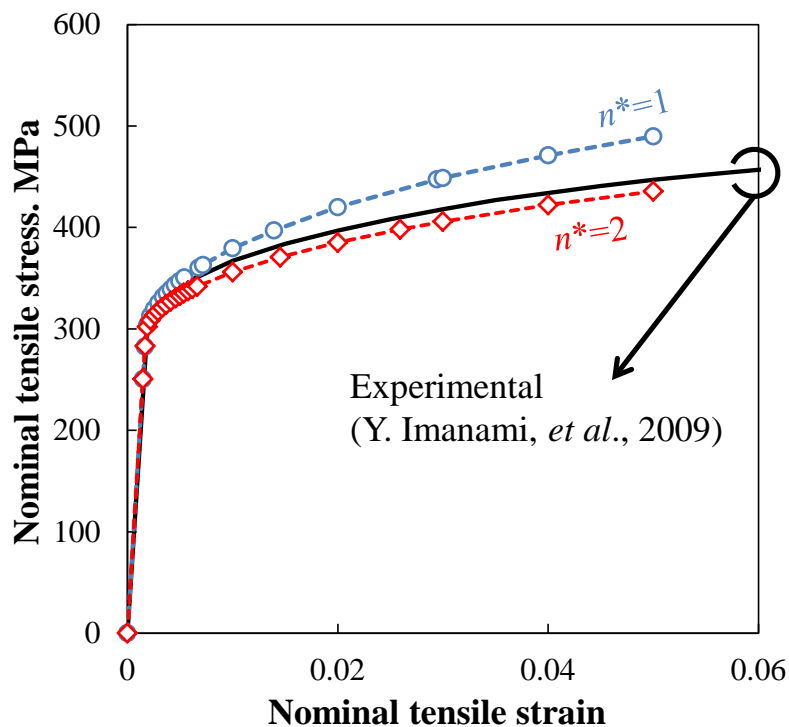
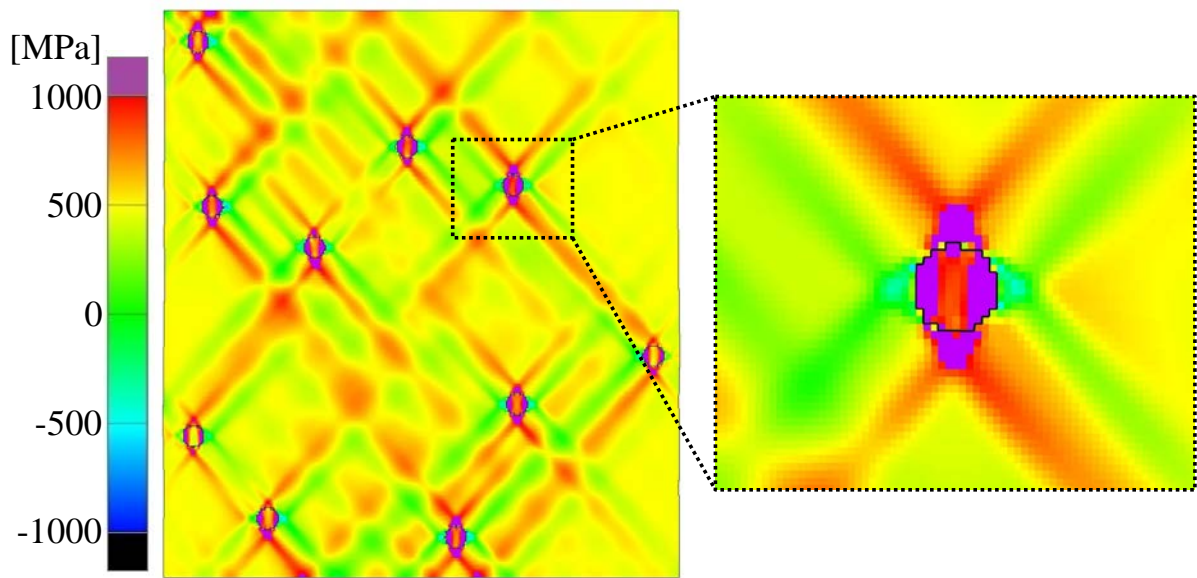
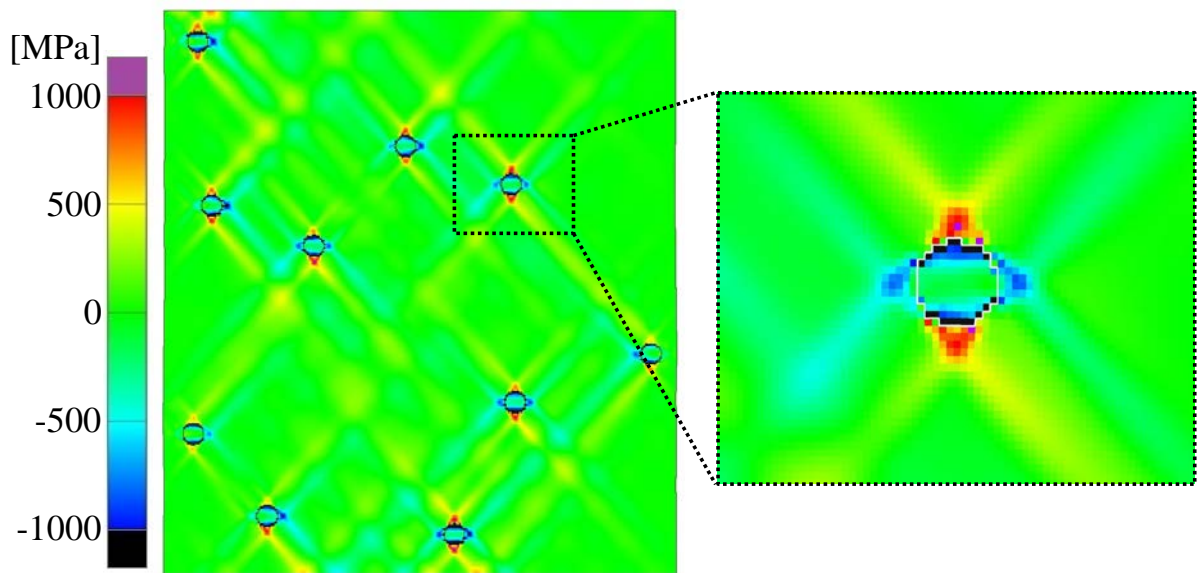


図 5.19 粒子を複数配置したモデルの解析結果と実験結果⁽²⁰⁾の公称応力—公称ひずみ曲線の比較.

図 5.20(a), (b)および(c)はそれぞれ 5%引張変形後のモデル ($n^*=1$) に生ずる 3 つの応力成分, すなわち y 軸方向垂直応力成分 σ_{yy} , x 軸方向垂直応力成分 σ_{xx} , およびせん断応力成分 σ_{xy} の分布を示したものである. 応力値の色は-1GPa から 1GPa の範囲で青から赤に色づけしておりそれ以上の値は黒(-1GPa 以下)と紫(1GPa 以上)で示す. モデルの一部を拡大表示した領域についての分布も示し, 粒子の一つを含むモデルの結果の分布と比較する.



(a)



(b)

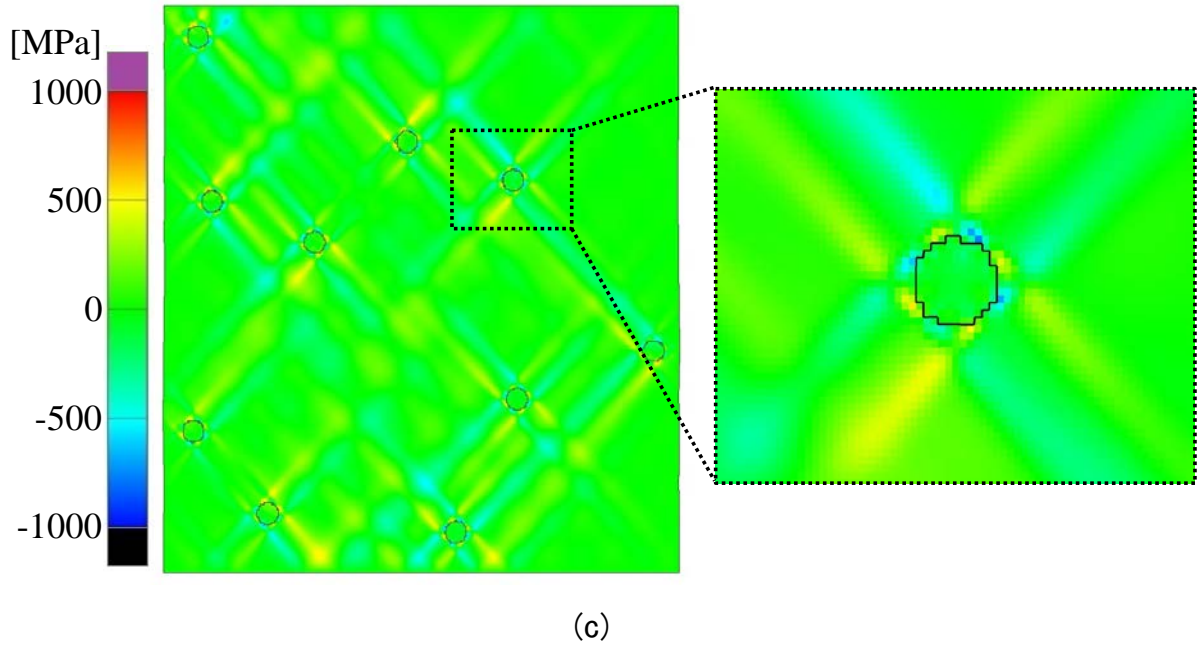


図 5.20 公称ひずみ 5%変形時，モデル x - y 面の全体と粒子一つを含む領域を拡大した場所の応力分布．(a)は y 軸方向垂直応力成分 σ_{yy} ，(b)は x 軸方向垂直応力成分 σ_{xx} ，(c)はせん断応力成分 σ_{xy} ．

拡大表示した領域の三つの応力成分の分布をそれぞれ図 5.2 の応力分布と比較すると，粒子一つを含むモデルの分布と同様に粒子近傍から応力値の高い帯状の領域がすべり面法線方向およびすべり方向に伸びている．また粒子を複数配置したモデル全体の応力分布から，周囲より若干高い応力の生ずる帯状領域が母相内に広く伸びていることが分かった．また各粒子から延びるその帯状領域が重なることで複雑な応力場を形成している．粒子に生ずる応力を見ると，粒子が一つのモデルでは σ_{yy} および σ_{xx} 成分は 2GPa 程度の高い引張または圧縮の応力が生じていたが，図 5.20 を見ると生ずる応力は， σ_{yy} で 1GPa 程度の引張応力， σ_{xx} で 500MPa 程度の圧縮応力と顕著に減少している．このような現象は，モデル形状によるものと考えられる．本解析結果は平板モデルであり，粒子を模した円盤は 3 次的に母相に囲まれていない．そのため粒子が一つのモデルに対して，塑性変形する母相と塑性変形しない粒子間で起こる変形拘束が少なくなることによって粒子に生ずる応力が減少したと考えられる．そのため平板の厚さ

方向の面に一般化平面ひずみ条件を付与することで、解析結果が若干異なる可能性がある。

図 5.21 は、5%引張変形後の主すべり系に生ずる塑性せん断ひずみの分布である。塑性変形しない硬質な粒子が複数配置されたことにより、図 5.20 に示すような複雑な応力場を形成し、塑性ひずみの高い領域と低い領域が不均一に広がっている。図 5.3(a)と同様に塑性せん断ひずみの抑制された領域が粒子からすべり面法線方向およびすべり方向に伸びている。その領域は母相の広い範囲に伸びており、図 5.3(b)に示す塑性変形しない第 2 相から母相が受ける分解せん断応力の抑制機構は、第 2 相からある程度離れた場所まで伸びていることが分かった。

図 5.22 は、5%引張変形後の主すべり系に生ずる GN 刃状転位密度の分布である。粒子からすべり面法線方向に延びる塑性せん断ひずみの低い領域が形成されている(図 5.21)ことにより、粒子を挟むように正負の刃状転位が高密度に蓄積している。このような転位構造は実験観察においても見られる。図 5.23 は銅単結晶中に SiO_2 粒子を分散させた合金の 15%せん断変形後の TEM 像である。図 5.23(a)はすべり面と平行な面の TEM 像で、図中の $[\bar{1}01]$ 線はすべり方向を表しており、その方向に垂直な転位すなわち刃状成分が多くみられる。図 5.23(b)は主すべり系のすべり方向およびすべり面と垂直な面の TEM 像で主すべり系の刃状転位が見えており、すべり面法線方向(111)に伸びる刃状転位群が形成されている。図 5.22 に見られる正負の刃状転位群が向き合うキンク帯に相当する転位構造は、公称ひずみ 1%程度の変形初期においても $1 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ 程度の高い密度で形成している。図 5.22 における GN 転位の高密度帯を $\pm 5 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ 程度以上とするならば、キンク帯に相当する正負の刃状転位対からなる高密度帯は粒子近傍だけではなく母相中に分散する粒子の平均間隔 $\lambda (=286 \text{nm})$ の 2 倍程度の長さで広く広がっている。キンク帯は結晶性材料の高い加工硬化率を示すステージ II への移行の要因となる⁽⁴⁰⁾ことから、分散粒子によって変形初期から生ずる転位の高密度帯は分散強化合金の高い加工硬化率に寄与する可能性が考えられる。

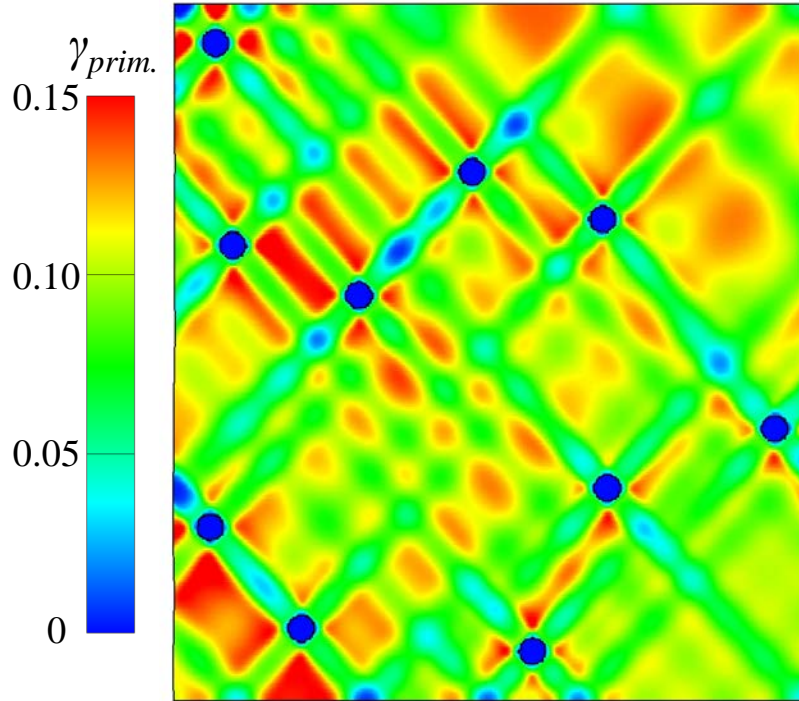


図 5.21 公称ひずみ 5%変形時，モデル x - y 面の主すべり系に生じた塑性せん断ひずみの分布．

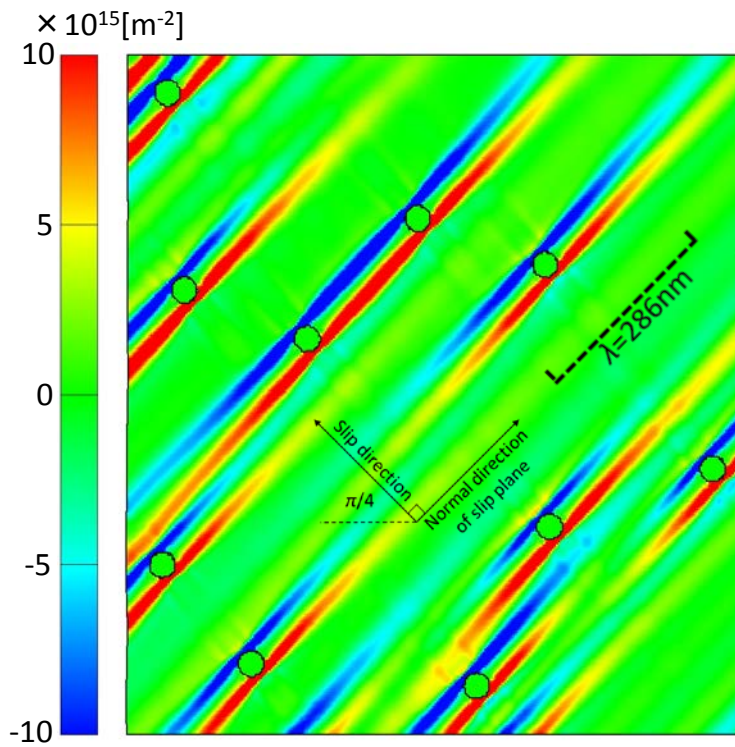
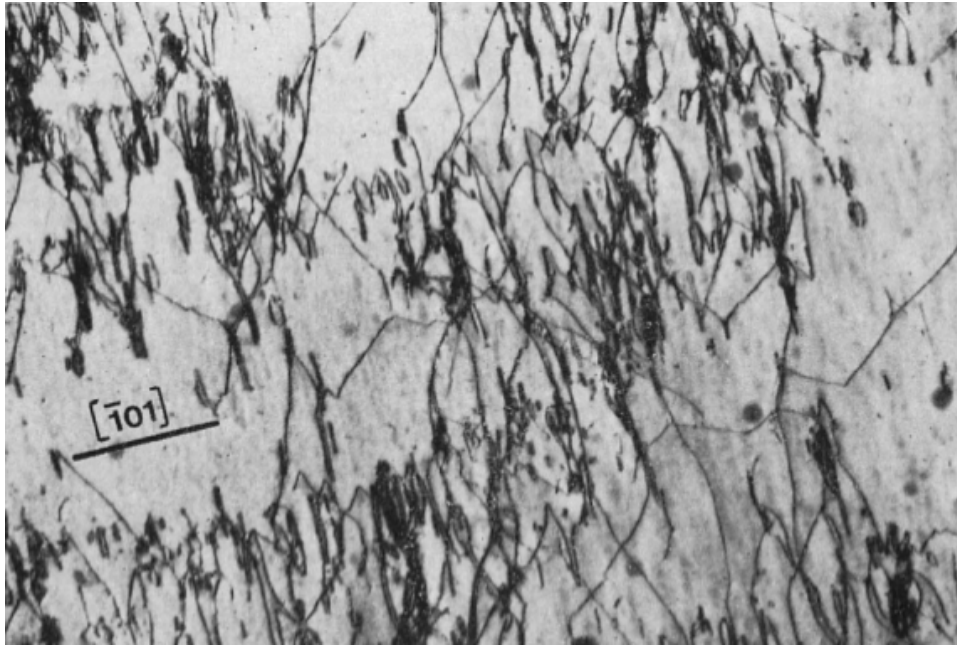
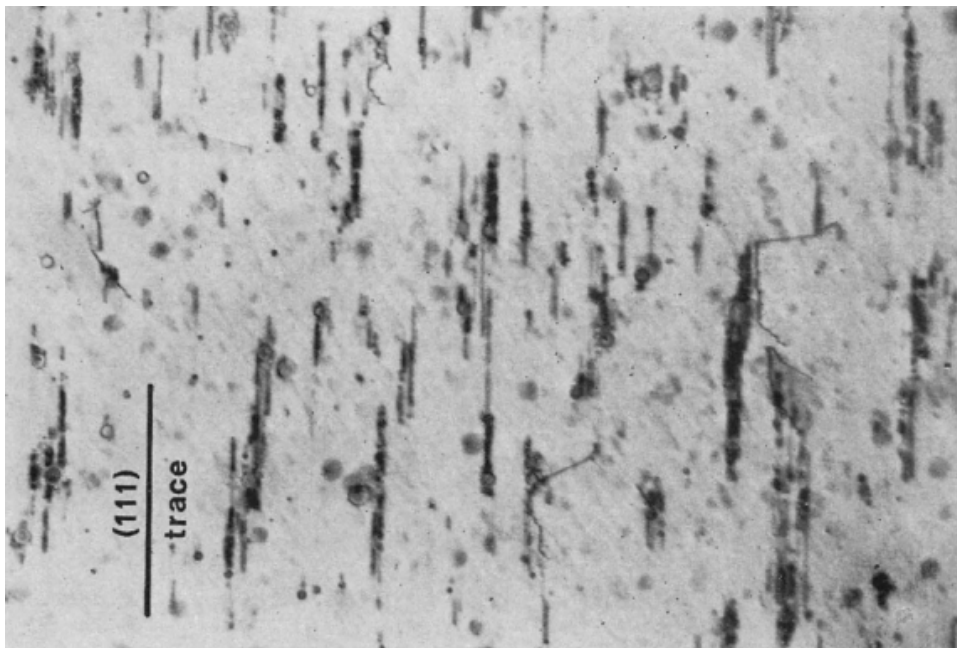


図 5.22 公称ひずみ 5%変形時，モデル x - y 面の主すべり系に蓄積した GN 転位密度刃状成分の分布．



(a)



(b)

図 5.23 SiO_2 粒子が分散した銅単結晶が雰囲気温度 295K で 15%塑性せん断変形した際の TEM 像⁽¹⁶⁾. (a) 主すべり系のすべり面に平行な断面に写る主すべり系の転位構造. (b) すべり方向が法線方向となる断面の TEM 像. 主すべり系の刃状転位が暗いコントラストにより可視化されている.

5.3 粒子の体積分率依存性と寸法依存性

本節では、分散強化合金の特徴である降伏強度と加工硬化の粒子の体積分率依存性と寸法依存性について検討する。

5.3.1 粒子の体積分率依存性

本解析では粒子一つを含むモデルを用いて、粒子直径を一定としモデルの外形寸法を変更し粒子の体積分率を変え、体積分率依存性を検討する。解析モデルは粒子の体積分率 $V_f=1.24\%$ 、 3% および 10% の 3 つとした。 $V_f=1.24\%$ は図 4.1、 $V_f=3\%$ および 10% は図 5.24 の(a)および(b)に示す。また体積分率がそれぞれ異なることにより式(4.1)から粒子の有効平均間隔 λ がそれぞれ異なる値となり、 $V_f=1.24\%$ 、 3% および 10% の λ はそれぞれ 286 nm、173 nm および 112 nm である。解析は公称ひずみが 5% となるまでモデルの上下端面に均一強制変位を与え引張変形解析を行い、得られる公称応力ー公称ひずみ曲線により降伏強度と加工硬化の体積分率依存性を検討する。材料は VC steel とし、材料定数と結晶方位は 4.3.1 項と 4.3.3 項に示した。モデルの表面は自由境界となっている。また n^* は 1 とする。

図 5.25 は解析により得られた応力ーひずみ曲線である。公称応力ー公称ひずみ曲線を○印のシンボルで示し、2 相モデルの分散粒子と母相の各相に生じた引張応力の平均値を引張ひずみの平均値に対してプロットしたデータもそれぞれ▲と■のシンボルで示す。各体積分率モデルの公称応力ー公称ひずみ曲線を比較すると、粒子体積分率が増加すると降伏応力、加工硬化率共に顕著に増加している。降伏応力の増加は、粒子の有効平均間隔 λ が小さくなるため式(3.6)右辺第 3 項により CRSS が増加することで生じている。加工硬化率の増加は、体積分率の増加により λ が小さくなることで式(3.8)より転位の平均自由行程が小さく、式(3.7)よりすべり変形に対する SS 転位密度の増分が増加するためである。図 5.26 は母相中に生ずる主すべり系の平均塑性せん断ひずみに対して蓄積した主すべり系の平均 SS 転位密度をプロットしたグラフであ

る．体積分率が増加するほど蓄積する SS 転位密度の増加率が大きくなっている．塑性せん断ひずみが約 0.095 (モデルの公称ひずみ 5%) における SS 転位密度は $V_f=1.24\%$ モデルが約 $1 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ であるのに対し，10%モデルの場合では約 3 倍の $3 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ 程度の SS 転位が蓄積している．また図 5.25 の公称応力—公称ひずみ曲線と母相に生ずる平均引張応力—引張ひずみ曲線を比較すると体積分率が増加するほどその差が大きくなっており，この差は塑性変形しない粒子が担う高い応力の寄与が粒子の体積分率に依存するため，体積分率の増加が加工硬化率の増加に寄与している．以上から体積分率が変化することで顕著に変わる加工硬化率は，体積分率の変化により λ が変化し転位の平均自由行程が変わることで母相中に蓄積する転位密度が変化することと，高い応力を担う粒子の体積分率が変化することで変わることがわかる．

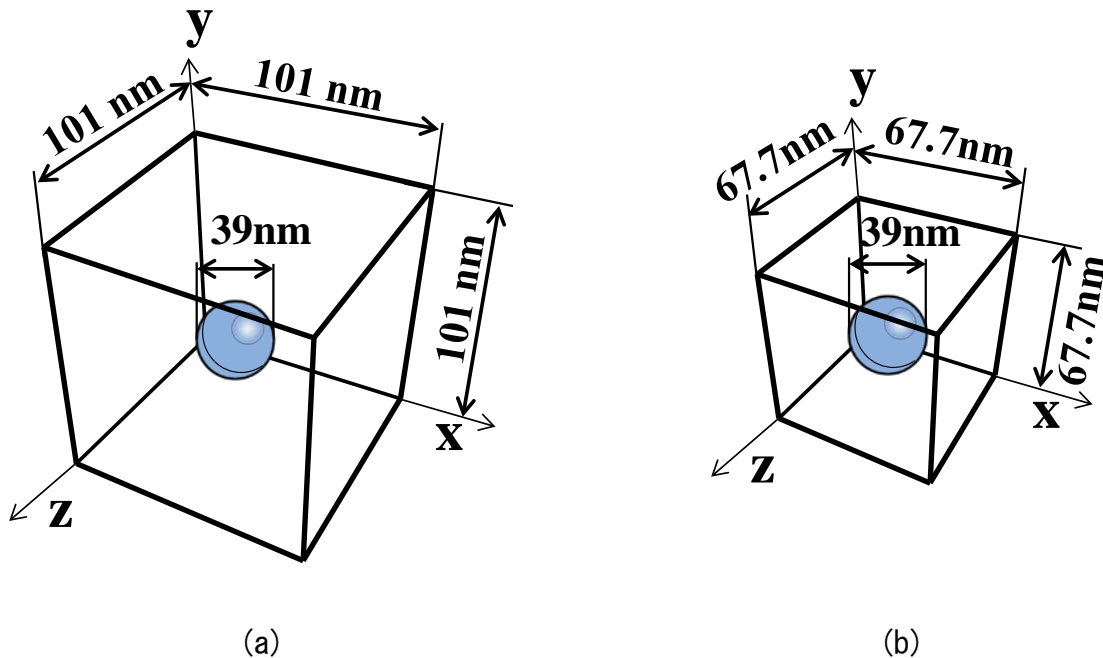


図 5.24 解析モデルの概略図．(a) 粒子の体積分率 3%モデル．(b) 粒子の体積分率 10%モデル．

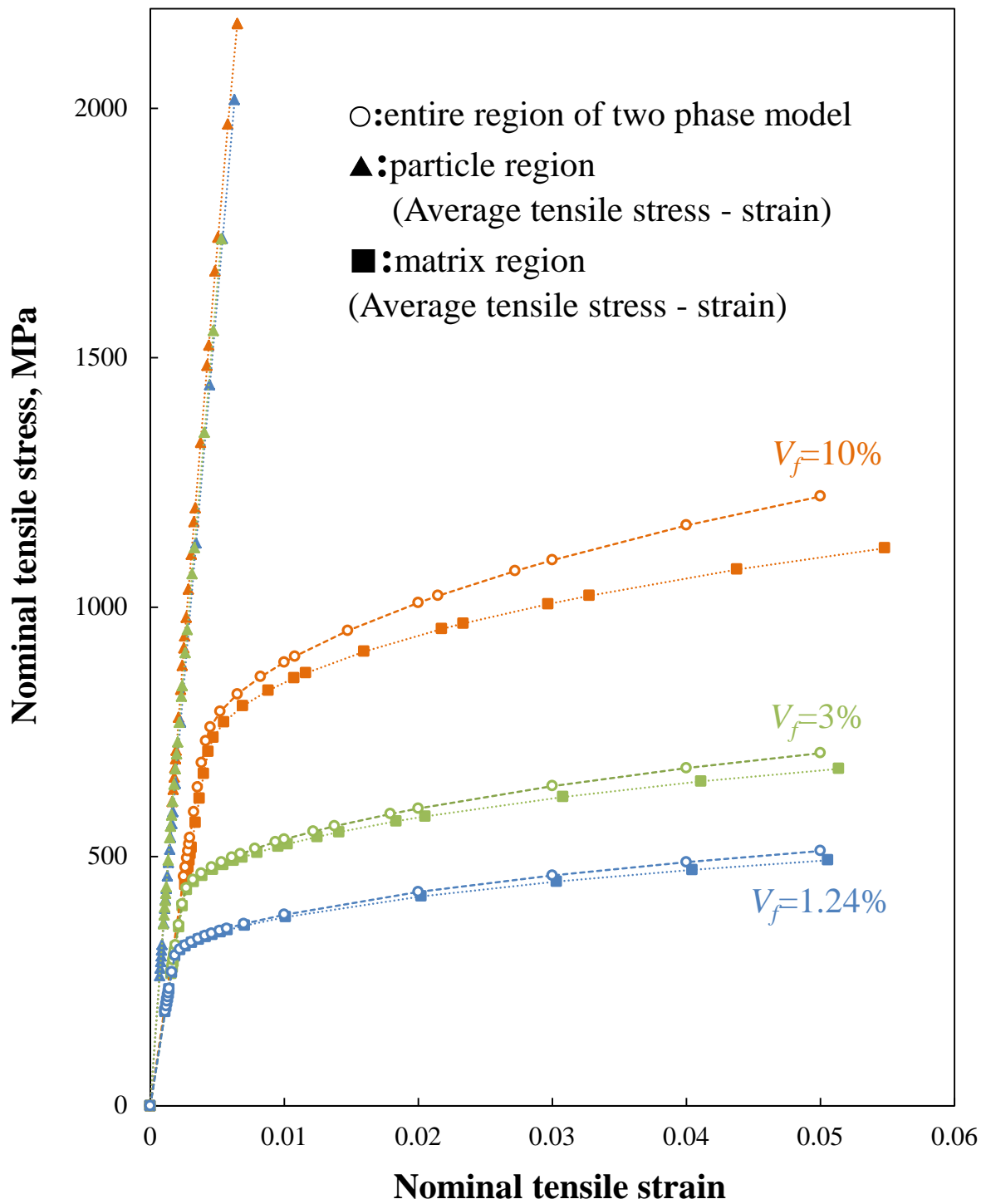


図 5.25 粒子の体積分率 1.24%, 3%および 10%モデルの解析結果の公称応力—公称ひずみ曲線および母相と第 2 相にそれぞれ生じた平均の引張応力—引張ひずみ曲線. 粒子の直径はすべてのモデルで 39 nm.

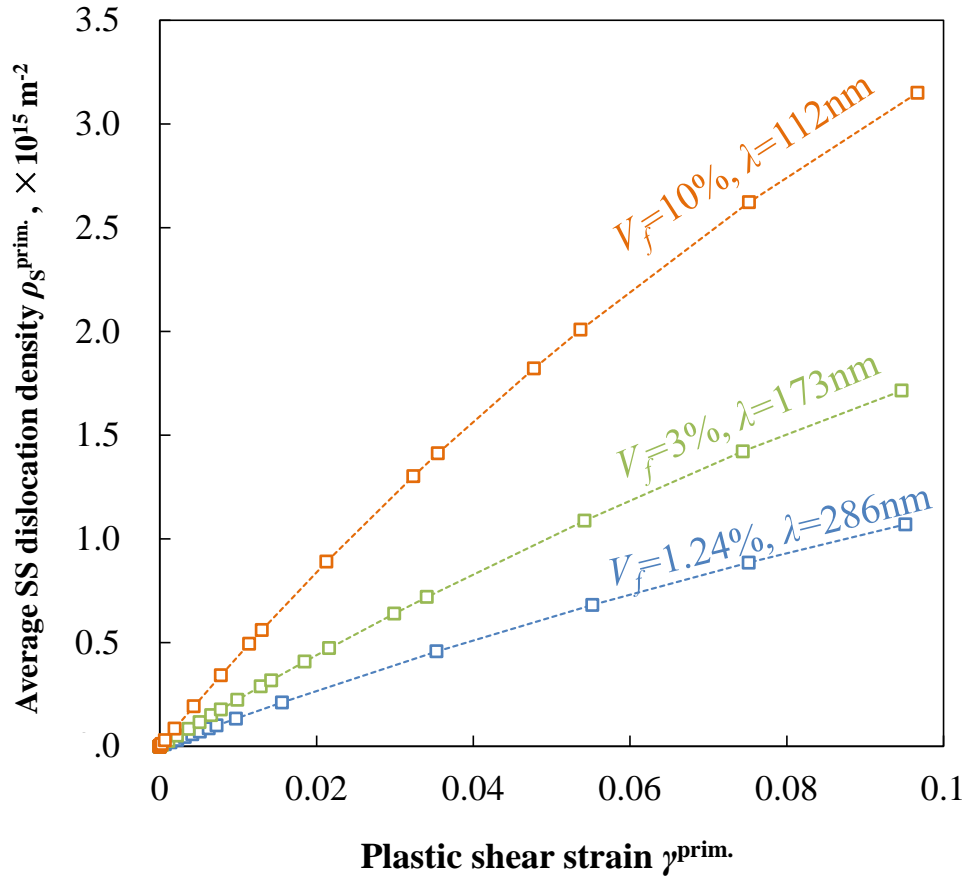


図 5.26 粒子の体積分率 1.24%, 3% および 10% モデルの主すべり系において蓄積する平均 SS 転位密度の推移。

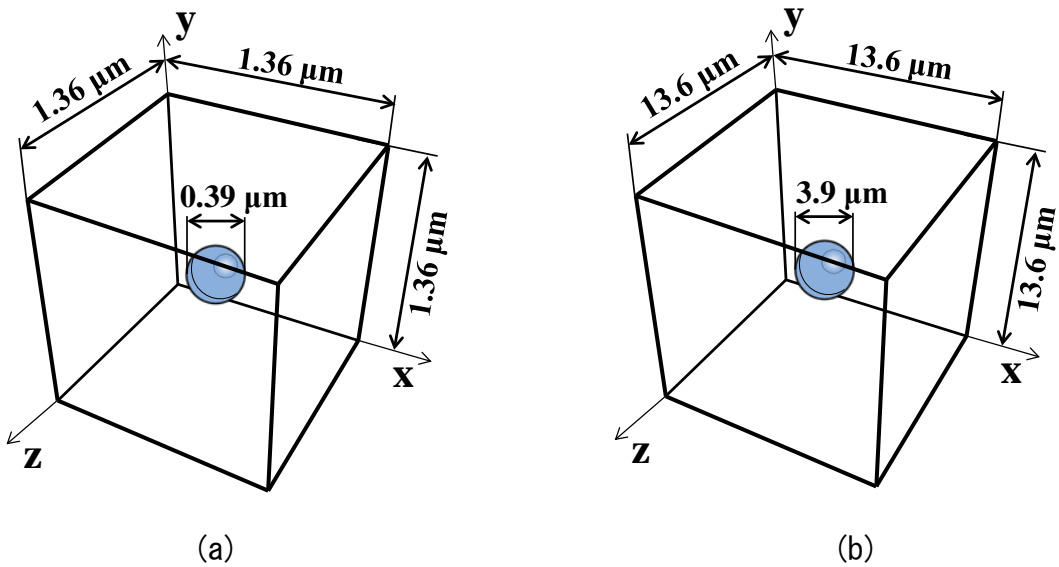


図 5.27 解析モデルの概略図。モデルの粒子体積分率は 1.24%。(a) 粒子直径 390 nm モデル。(b) 粒子直径 3.9 μm モデル。

5.3.2 粒子の寸法依存性

本解析では粒子一つを含むモデルを用いて、粒子直径とモデルの外形寸法を変更し体積分率が一定となる条件により粒子の寸法依存性を検討する。粒子直径は 39 nm, 390 nm および 3.9 μm の 3 条件とし、モデルの外形寸法をそれぞれ 136 nm, 1.36 μm 及び 13.6 μm とした。この時の体積分率は 1.24% となる。図 4.1 に粒子直径 39 nm のモデル, 図 5.27 の(a)および(b)にそれぞれ粒子直径 390 nm と 3.9 μm のモデルを示す。また粒子直径がそれぞれ異なることにより式(4.1)から粒子の有効平均間隔 λ がそれぞれ異なる値となり, 粒子直径 39 nm, 390 nm および 3.9 μm の際の λ はそれぞれ 286 nm, 2.86 μm および 28.6 μm である。解析は公称ひずみが 5% となるまでモデルの上下端面に均一強制変位を与え引張変形解析を行い, 得られる公称応力-公称ひずみ曲線により降伏強度と加工硬化の粒子寸法依存性を検討する。材料は VC steel とし材料定数と結晶方位は 4.3.1 項と 4.3.3 項に示した。モデルの表面は自由境界となっている。また n^* は 1 とする。

図 5.28 は解析により得られた公称応力-公称ひずみ曲線である。2 相モデルの結果を○のシンボルで示し, 比較の為に単相モデルの結果を◇のシンボルで示す。各粒子直径モデルの公称応力-公称ひずみ曲線を比較すると, 粒子が大きくなるほど降伏応力, 加工硬化率が顕著に減少している。降伏応力の低下は, 粒子直径の拡大により粒子の有効平均間隔 λ が小さくなるため式(3.6)右辺第 3 項により CRSS が減少することで生じている。特に粒子直径 3.9 μm モデルでは, 降伏応力が単相モデルと殆ど変わらない結果となった。これは式(3.6)右辺第 3 項による CRSS が $\lambda=28.6 \mu\text{m}$ (粒子直径 3.9 μm) の時 0.96MPa であり, 格子摩擦応力 50MPa に対して十分小さいためである。加工硬化率の減少は, λ が小さくなることにより式(3.8)より転位の平均自由行程が小さく, 式(3.7)よりすべり変形に対する SS 転位密度の増分が減少するためである。しかし降伏応力とは異なり粒子直径 3.9 μm モデルの場合でも単相モデルより高い加工硬化率となっている。

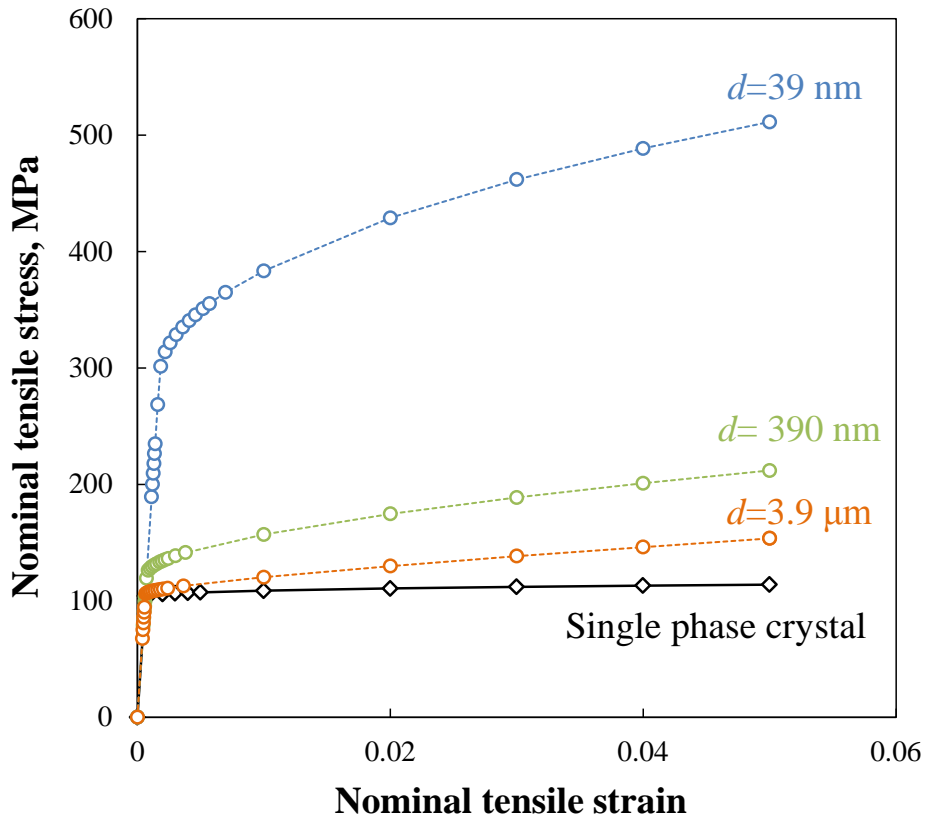


図 5.28 粒子直径 39 nm, 390 nm および 3.9 μ m モデルの解析結果の公称応力—公称ひずみ曲線. 粒子の体積分率はすべてのモデルで 1.24%.

粒子直径が大きく，粒子の有効平均間隔 λ が数十 μ m ある場合においても，単相モデルに比べ顕著に高い加工硬化率を示す要因を検討するため粒子直径 3.9 μ m モデルの結果の詳細を検討する．図 5.29(a)は粒子直径 3.9 μ m モデルと単相モデルの公称応力—公称ひずみ曲線を比較したグラフである．さらに粒子直径 3.9 μ m モデルの力学特性の担い手を分類するため母相に生ずる平均の引張方向垂直応力—引張方向垂直ひずみ曲線と，転位の蓄積による加工硬化の指標として，CRSS を Schmid テンソルの引張方向成分 P_{yy} で除した値すなわちすべり変形に必要な引張応力を用いた $\text{CRSS} / P_{yy}^{\text{prim}}$ —引張方向垂直ひずみ曲線を示した．降伏応力を 0.2%耐力で定義すると，2 相モデルの公称応力—公称ひずみ曲線では約 111MPa，同様に母相の平均の引張方向垂直応力—引張方向垂直ひずみ曲線と $\text{CRSS} / P_{yy}^{\text{prim}}$ —引張方向垂直ひずみ曲線ではそれぞれ

約 110MPa である．これに対し公称ひずみ 5%における塑性流動応力はそれぞれ 154MPa, 139MPa および 124MPa である．加工硬化により増加する塑性流動応力を 0.2% 耐力と公称ひずみ 5%における塑性流動応力の差分とすると，次のようなことを示すことが出来る． $CRSS / P_{yy}^{prim.}$ —引張方向垂直ひずみ曲線から，転位の蓄積によって加工硬化し増加する流動応力は 14MPa である．母相の平均の引張方向垂直応力—引張方向垂直ひずみ曲線から，母相の加工硬化により増加する流動応力は 29MPa である．それぞれ加工硬化により増加した流動応力の差は 15MPa となる．つまり母相では転位の蓄積による加工硬化とは別の要因で 15MPa の流動応力の増加があることが分かる．その流動応力の差は粒子が有ることによって母相内で多軸応力場を形成し，特に負荷軸方向以外に高い応力場を形成することで負荷軸となる引張方向に増加した応力である．さらに 2 相モデルの公称応力—公称ひずみ曲線から 2 相モデルとして加工硬化により増加する流動応力は 43MPa であり，母相との差は 14MPa である．その差の要因は塑性変形しない粒子が担う高い応力が要因である．まとめると 2 相モデルの巨視的な力学特性を応力の担い手ごとに分けて見ると，2 相モデルの加工硬化による流動応力の増加量は 43MPa であり，このうち転位の蓄積による増加は 14MPa，残りの 29MPa は粒子が有ることにより母相に形成される応力場と高い応力を担う粒子と母相との応力分配によって増加した．つまり加工硬化により増加する流動応力の約 7 割が粒子の存在により形成する応力場を要因としている．同様に図 5.29(b)に示す粒子直径 39 nm 場合についてまとめると 2 相モデルの加工硬化による流動応力の増加量は 171MPa であり，このうち転位の蓄積による増加は 141MPa である．粒子が有ることにより母相に形成される応力場と高い応力を担う粒子と母相との応力分配による増加は 30MPa である．つまり加工硬化により増加する流動応力の約 8 割が転位の蓄積を要因としている．以上から粒子直径が大きくなっていくと転位の蓄積による加工硬化が要因となる流動応力の増加は減少していく．また粒子が有ることにより母相に形成される応力場と高い応力を担う粒子との応力分配による流動応力の増加は粒子直

径にほとんど依存せず，本解析では約 30MPa であった．ゆえに転位の蓄積による加工硬化が粒子直径の拡大と共に減少していくため相対的に加工硬化の担い手は粒子直径が大きくなるほど，粒子が有ることにより母相に形成される多軸応力場と，高い応力を担う粒子と母相との応力分配になる．粒子直径が 39 nm の場合では転位の蓄積による流動応力の増加と粒子が要因の流動応力の増加の割合が 8 : 2 であるのに対し，粒子直径 3.9 μm では 3 : 7 であった．

以上から，式(3.6)の CRSS を決定するモデルと転位の蓄積に関与する転位の平均自由行程に微視組織の代表寸法として，粒子の有効平均間隔 λ を導入することで，粒子の体積分率依存性と寸法依存性をよく表現することが出来ると分かった．また分散強化合金の加工硬化は，粒子によって母相に蓄積する転位が主な要因である．しかし粒子直径が大きくなるほど母相中に変形しにくい粒子が有ることによって生ずる応力場が加工硬化に大きく寄与することが分かった．

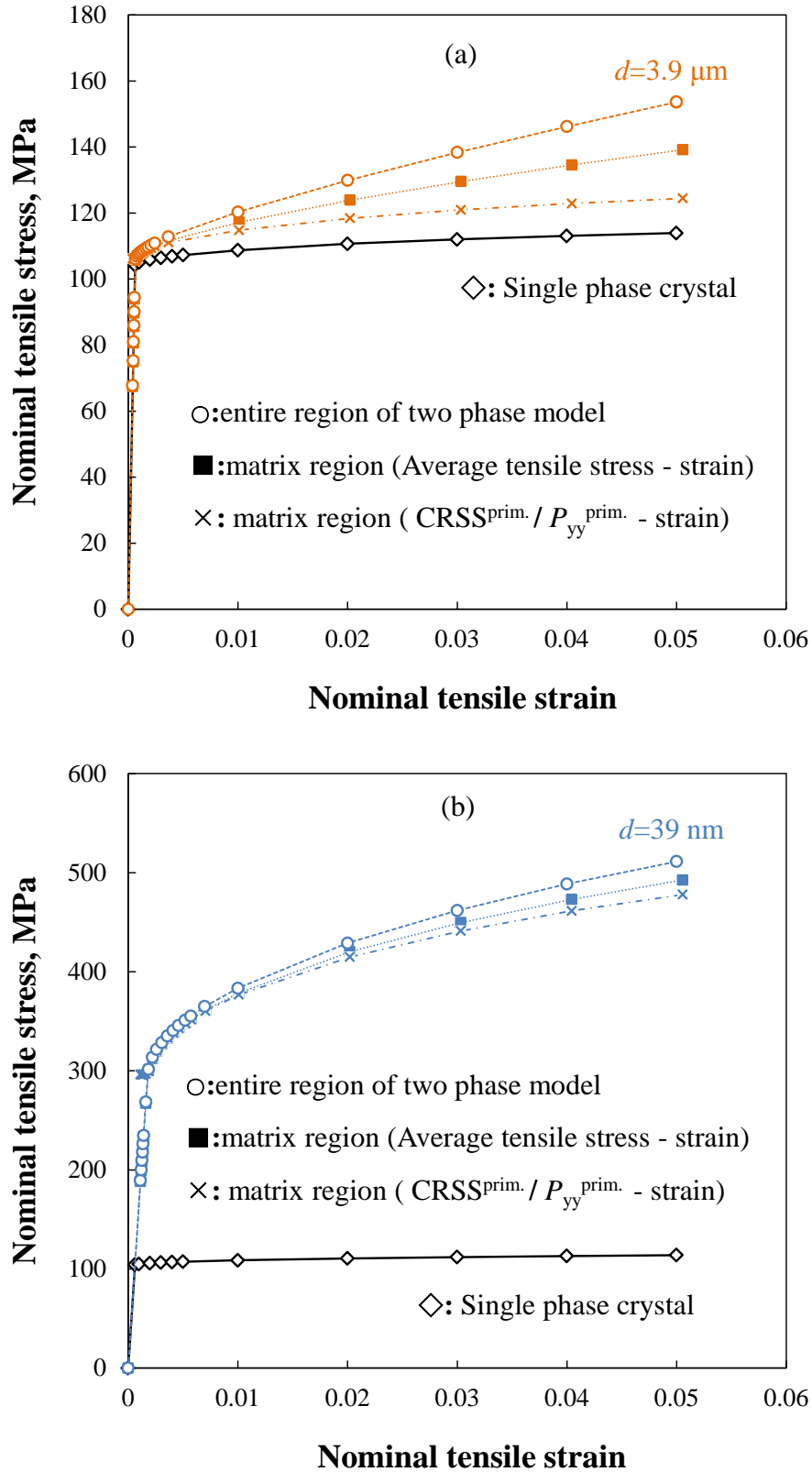


図 5.29 2 相モデルと单相モデルの公称応力—公称ひずみ曲線. 母相に生じた平均の引張応力—引張ひずみ曲線と $\text{CRSS} / P_{yy}^{\text{prim.}}$ —引張方向垂直ひずみ曲線を併記. (a) 粒子直径 39 nm. (b) 粒子直径 390 μm .

5.4 分散強化合金に生ずるバウシinger効果

金属材料は、負荷方向を反転すると、負荷反転前の流動応力より低い応力で降伏するバウシinger効果と呼ばれる現象が生じる。分散強化合金の特徴として、バウシinger効果による降伏応力の低下が大きいと知られている。そこで本節では分散強化合金に生ずるバウシinger効果について結晶塑性解析を用いて検討する。解析モデルは、図 4.1 に示し、材料は VC steel とし、材料条件と結晶方位は 4.3.1 と 4.3.3 に示す。 $n^*=1$ としすべり系の活動は単純化の為にすべり系のみとする。また本研究で用いる結晶塑性解析ではモデル化された移動硬化則は導入しておらず、臨界分解せん断応力 CRSS は、負荷方向に依存しないモデルとなっている。そのため本研究ではモデル化に依らないバウシinger効果の発現要因の詳細を検討する。

図 5.30 は結晶塑性解析により得られた公称応力-公称ひずみ曲線である。各シンボルはそれぞれ公称ひずみ 1%, 2%, 5% 引張り、その後公称ひずみが 0% となるまで圧縮変形させている。黒塗りのシンボルと実線は得られた公称応力公称ひずみの値をそのままプロットしており、白塗りのシンボルと破線は圧縮変形過程での公称応力公称ひずみの値を反転しプロットした物である。引張変形を与えた後、負荷を反転し圧縮変形を加えると、各ひずみ条件により大小あるが引張変形時の流動応力よりも負荷反転後の降伏応力が低くなっておりバウシinger効果が生じている。またバウシinger効果による負荷反転後の降伏応力の低下は、引張ひずみが大きいほど大きな結果である。その降伏応力の低下量は、負荷反転後の降伏応力を除荷状態のひずみを基準に 0.2% 耐力で定義すると 5% 引張変形負荷条件では次のとおりである。5% 引張変形時の塑性流動応力は 510MPa であり、負荷反転後 0.2% 耐力は 450MPa であるので、バウシinger効果による降伏応力の低下量は約 60MPa である。次に発生したバウシinger効果の要因について 5% 引張変形後負荷を反転させた結果を用いて引張変形時、除荷時および負荷反転後の圧縮変形時において、それぞれの変形状態で形成される応力分布とひずみ分布の詳細を述べ検討する。

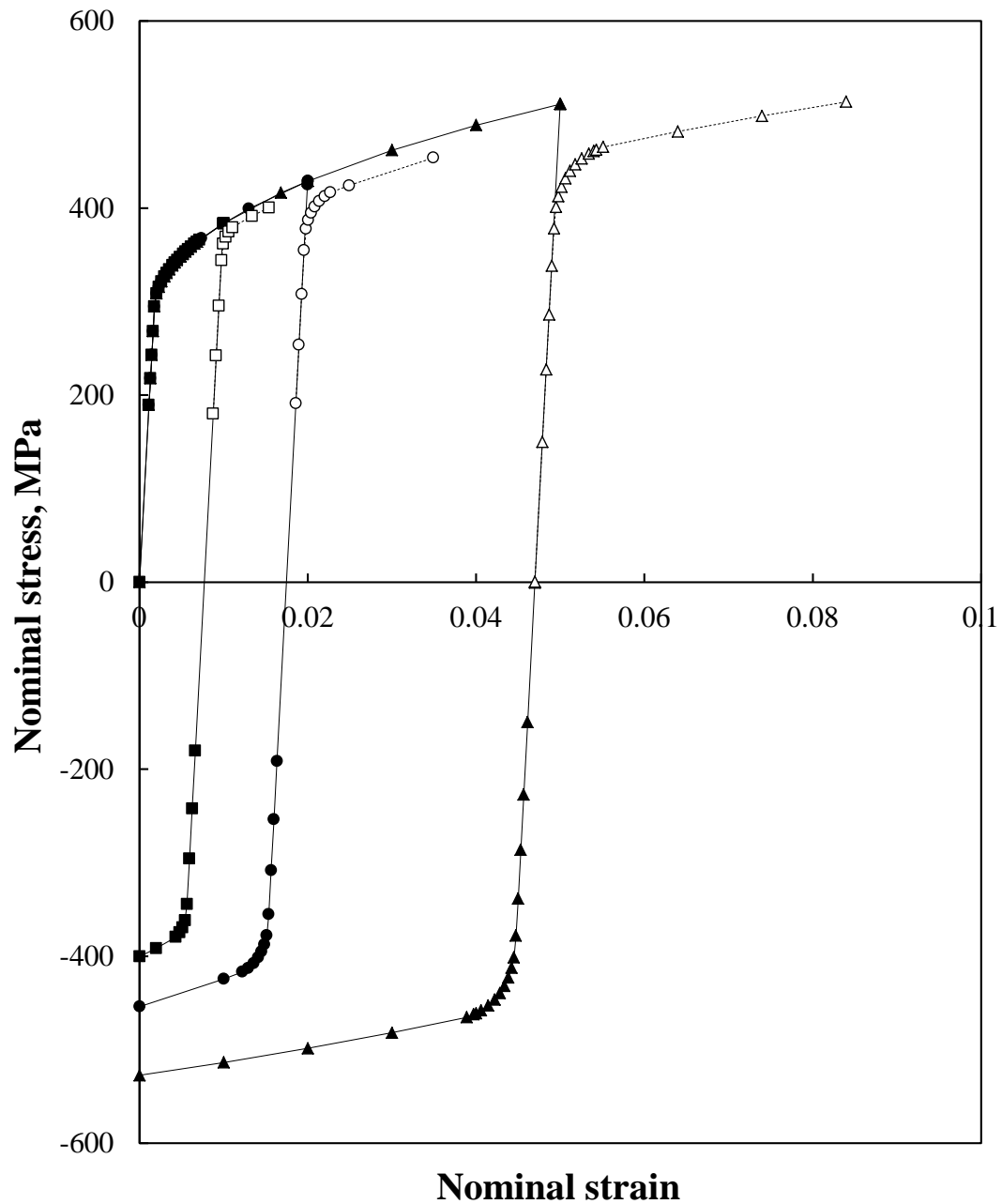


図 5.30 解析結果の公称応力—公称ひずみ曲線. 実線と黒塗りのシンボルは得られた応力ひずみ曲線. 破線と白抜きのシンボルは負荷反転後の結果を反転してプロットした応力ひずみ曲線.

図 5.31 の(a), (b)および(c)は, それぞれモデル中央 x - y 断面における引張変形時, 除荷時, 負荷反転後の圧縮変形時の負荷方向となる y 軸方向垂直応力成分 σ_{yy} の分布である. 図 5.31(d)にそれぞれの変形時における公称応力, 公称ひずみを示す. 引張変形時は 5.1 節に述べた分布の通りである. 除荷時は, 引張変形時に母相で塑性せん断ひずみ (図 5.3(a)の分布と同じ) が生ずるため, 除荷状態においても永久ひずみとして塑性ひずみが母相に残留した状態である. そのため塑性変形しない粒子は, 母相に比べ変形量が少ない為, 変形量の大きな母相により引張りを受ける状態であるため約 1.3GPa の高い引張応力が残留している. 反対に弾性ひずみのみが生ずる粒子は, 中から母相を引っ張っているため母相側にも高い残留応力が形成している. この時の母相の残留応力を平均すると約 17MPa の圧縮応力となっている. そのため負荷反転後の圧縮変形時に圧縮の残留応力分, 母相の早い降伏に寄与すると考えられる. しかしバウシンガー効果による降伏応力の低下量は約 60MPa であることから, 母相に生ずる圧縮の残留応力のみがバウシンガー効果の要因ではないとも言える. 負荷反転後は, 圧縮負荷の状態でありながら, 弾性直線から少し外れた負荷反転後の変形初期であるため, 未だ引張変形時の塑性ひずみが残っており粒子内部では約 640MPa の高い引張応力が生じている. 母相ではモデルが圧縮負荷を受けているため圧縮の応力が広く分布している. しかし粒子の上下近傍, 引張変形時に 1GPa 以上の引張応力が生じていた領域では高い引張応力が分布している.

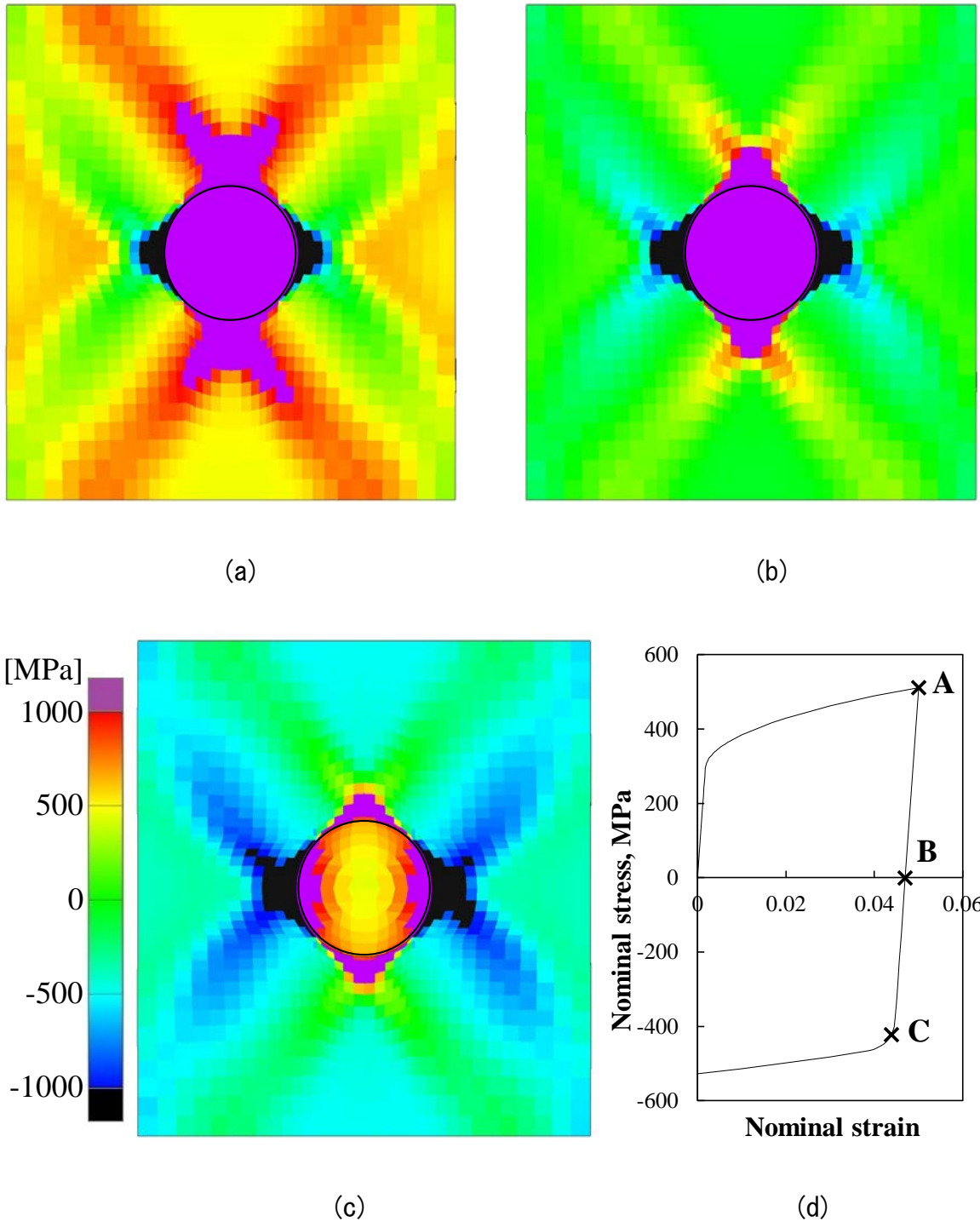
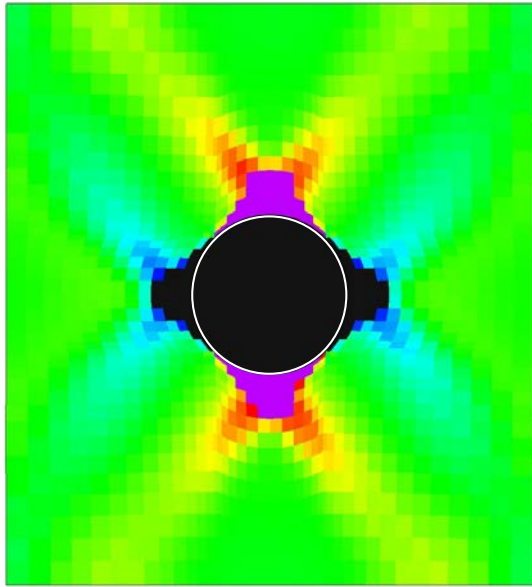
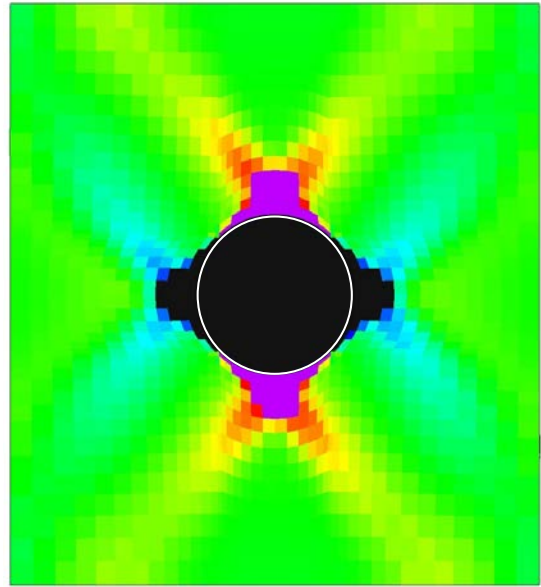


図 5.31 モデル中央 x - y 断面における y 軸方向垂直応力成分 σ_{yy} の分布. (a) 引張変形時, (b) 除荷時, (c) 負荷反転後の圧縮変形時. (d) 各応力分布の変形状態を示し A は (a), B は (b), C は (c). (a) と (b) のコンターは (c) と共通である.

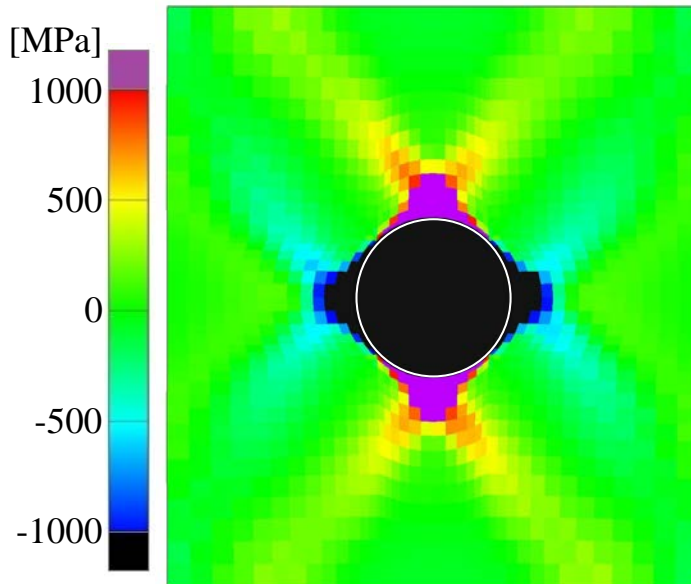
図 5.32 の(a), (b)および(c)は, それぞれモデル中央 x - y 断面における引張変形時, 除荷時および負荷反転後の圧縮変形時の x 軸方向垂直応力成分 σ_{xx} の分布である. 図 5.32(d)にそれぞれの変形時における公称応力, 公称ひずみを示す. 負荷方向である y 軸方向垂直応力分布とは異なり引張変形時, 除荷時および負荷反転後の圧縮変形時での応力分布に大きな違いはない. これは負荷方向ではない x 軸方向に応力場の生じる要因が, 母相の塑性ひずみにより生ずる大きな変形に対して塑性変形しない粒子が負荷を受けることで生じるためである. 母相において y 軸方向への引張変形により生ずる塑性変形は, 体積保存の変形であるため y 軸方向の引張の塑性ひずみによって x 軸方向において圧縮の塑性ひずみを生じさせる. すると塑性変形しないため変形量の小さな粒子は, 母相から x 軸方向に圧縮の負荷を受けることで約 1.5GPa の高い圧縮応力が生じている. また反対に圧縮の弾性ひずみを持った粒子は母相の中で x 軸方向に広がろうとするため, 母相の左右の粒子近傍で高い圧縮応力, 上下の粒子近傍で高い引張の応力場を形成する. また母相の塑性ひずみは, 除荷時および負荷反転後においても引張変形時に生じた塑性ひずみが残留しているため粒子および母相において同様の応力場を形成し, 引張変形時, 除荷時および負荷反転後の圧縮変形時での応力分布に大きな違いのない結果となった. 図 5.33 はモデル中央 x - y 断面におけるせん断応力成分 σ_{xy} の分布であり, 負荷方向以外の応力分布は, 各変形状態においてほとんど変化がないことを示す.



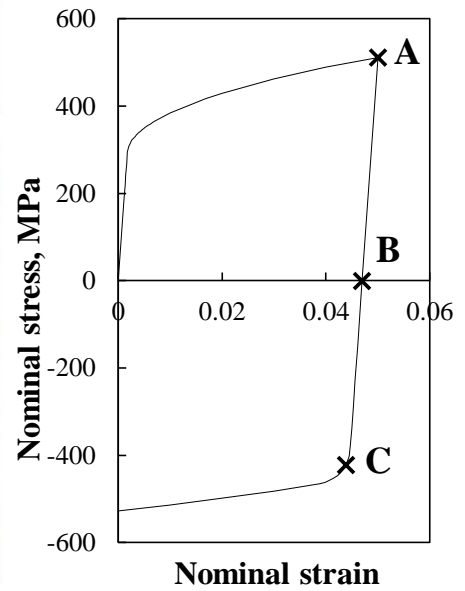
(a)



(b)



(c)



(d)

図 5.32 モデル中央 x - y 断面における x 軸方向垂直応力成分 σ_{xx} の分布. (a) 引張変形時, (b) 除荷時, (c) 負荷反転後の圧縮変形時. (d) 各応力分布の変形状態を示し A は (a), B は (b), C は (c). (a) と (b) のコンターは (c) と共通である.

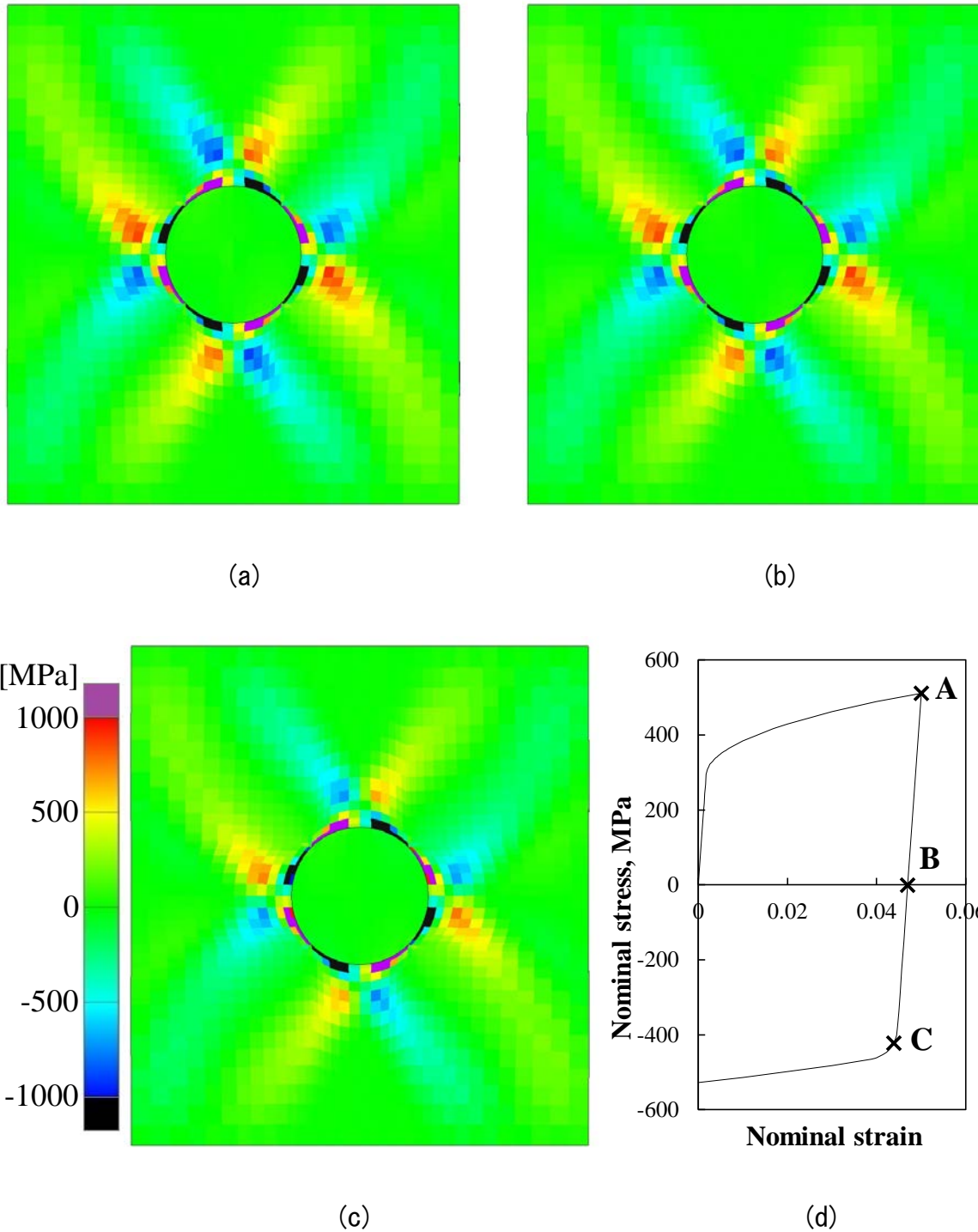
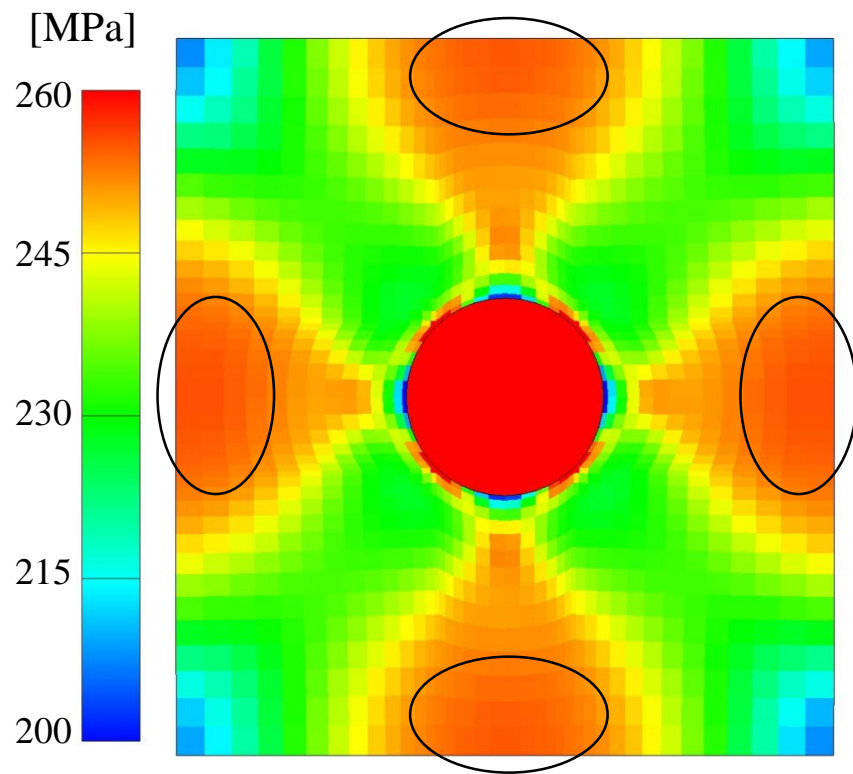


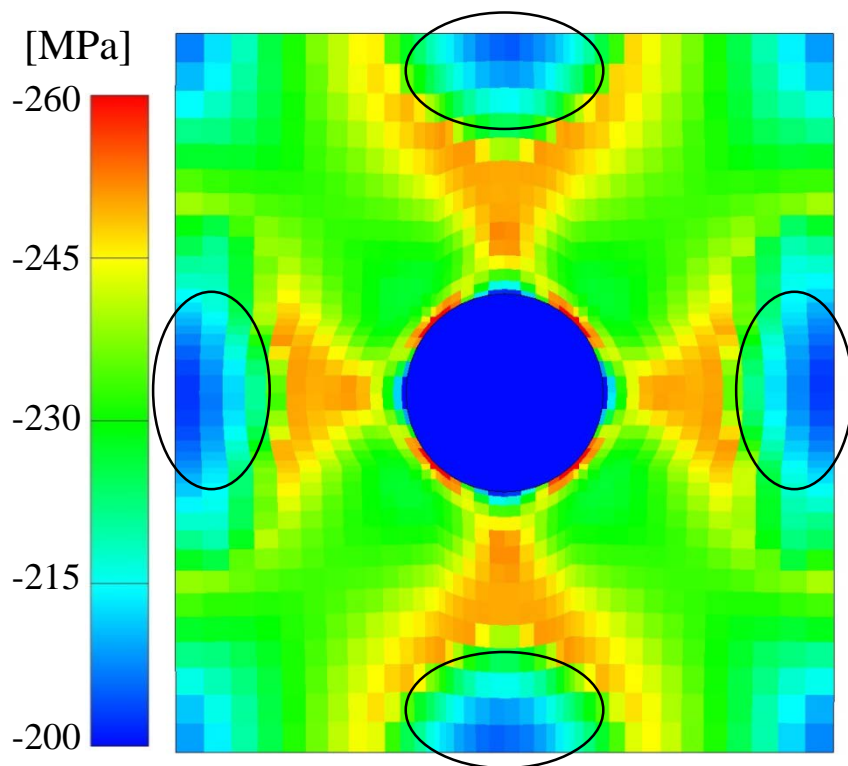
図 5.33 モデル中央 x - y 断面におけるせん断応力成分 σ_{xy} の分布. (a) 引張変形時, (b) 除荷時, (c) 負荷反転後の圧縮変形時. (d) 各応力分布の変形状態を示し A は (a), B は (b), C は (c). (a) と (b) のコンターは (c) と共通である.

引張変形時に塑性変形する母相内に塑性変形しない粒子があることによって、粒子や母相において多軸応力場を形成し、除荷時や負荷反転後においても引張変形時に形成した応力場が残留すると分かった。また負荷方向となる y 軸方向垂直応力の残留応力だけでは、バウシinger 効果による降伏応力の低下を説明することが出来なかった。そこで次にすべり系に生ずる分解せん断応力と塑性せん断ひずみについて検討する。図 5.34 の(a), (b)および(c)は、それぞれ負荷反転後の変形初期(図 5.33(d)の点 C)における主すべり系の CRSS 分布, RSS 分布および除荷時からの相対的な塑性せん断ひずみの変化量である。(c)はつまり除荷後図 5.33(d)の点 B から C の間に生じた塑性せん断ひずみである。CRSS の分布は、負荷反転後にほとんど塑性変形の生じていない時点での分布であるため、引張変形時に加工硬化し形成した分布である。加工硬化により CRSS の値が高い領域を黒い円で囲んである。その領域では CRSS がおよそ 260MPa 程度である。その他の領域の大部分を占めるのは、230MPa から 245MPa 程度の値を示す領域である。つまり引張変形時に最も加工硬化した領域とそれ以外の領域との差は 15~30MPa である。RSS 分布は、CRSS と同じ領域を黒い円で囲んであるがその領域では RSS が低く CRSS に達しておらずすべり変形していないことが分かる。それに対して他の領域では CRSS と同じ値で RSS が分布している。つまり RSS が CRSS に達しておりすべり変形している。以上の状態は塑性せん断ひずみ分布に現れており引張変形時に最も加工硬化した領域以外では塑性せん断ひずみが生じている。つまりバウシinger 効果により負荷反転後の降伏応力が減少したのは、引張変形時に最も加工硬化した領域とは異なる領域からすべり変形が開始したためと考えられる。

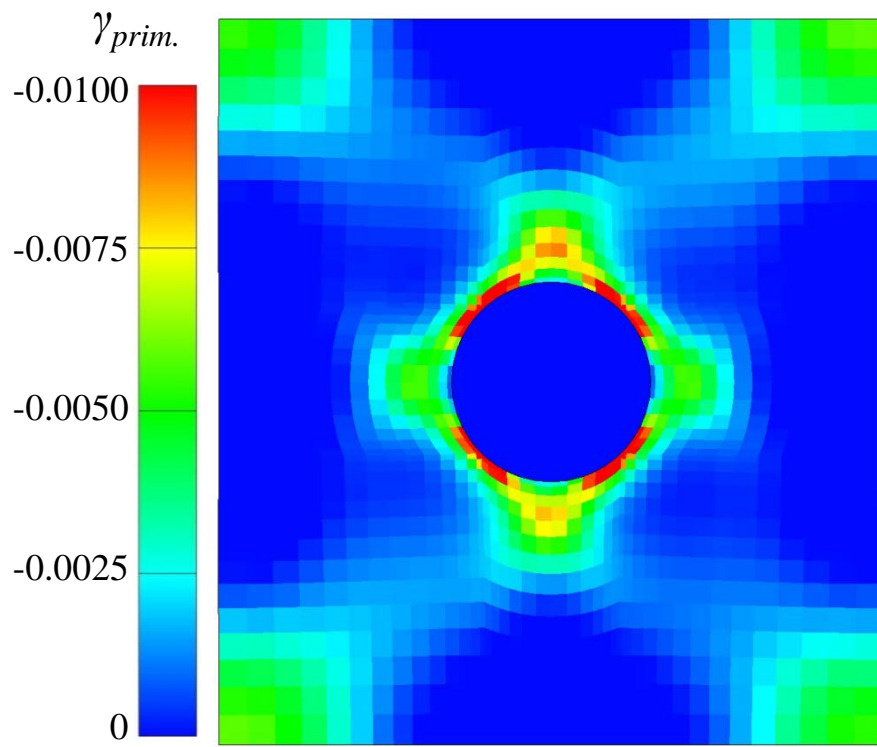
以上からバウシinger 効果による降伏応力の低下は、引張変形時に生じた塑性ひずみによって残留応力場を形成し、母相における負荷軸方向に関する残留応力場が圧縮応力場であるため負荷反転後の圧縮変形時に早い降伏に寄与する。また引張変形時に加工硬化する領域が不均一であるため、CRSS の値が母相内で異なる。そのため圧縮変形時に CRSS の低い領域からすべり変形が開始するため、降伏応力が低下する。



(a)



(b)



(c)

図 5.34 モデル中央 x - y 断面における主すべり系の (a)CRSS 分布, (b)RSS 分布および (c) 塑性せん断ひずみ分布. 変形状態は図 5.33 (d) に示す点 C の負荷反転後の圧縮変形時である.

5.5 母相に比べ軟質な第2相粒子が分散する合金の加工硬化モデル

本節では、母相となるフェライトに比べ弱い材料特性となる Cu 粒子が分散した Cu steel の力学特性について検討する．解析モデルは、4.1.1 項に示す粒子一つを含むモデルとし、実験材料 Cu-steel⁽²¹⁾を参考に平均粒子直径 34 nm および体積分率 1.52% となる表 4.1 に示す寸法モデルを用いた．粒子の有効平均間隔 λ の決定は、式(3.1)を修正し行った．式(3.1)の補正係数 1.25 は、転位が粒子間を抜けていく際の臨界角度が 10° 以下と小さい場合の値で、硬質粒子に対する係数である．一方、Cu 粒子はフェライト母相内で塑性変形することが観察⁽⁶⁾されている．その場合、母相を運動する転位は粒子を切って進むことが出来るため臨界角度が大きくなる、フェライト母相中の Cu 粒子と転位の相互作用についての研究において中嶋らは、運動転位が Cu 粒子を切って進む際の臨界角度 φ_c を以下のような式で表している⁽⁴²⁾．

$$\theta_c = 24 + 0.92 \frac{d}{1 \times 10^{-9}} \quad [deg\ ree] \quad (3.2a)$$

$$\varphi_c = 180 - 2\theta_c \quad [deg\ ree] \quad (3.2b)$$

式(3.2a)と式(3.2b)から求まる平均直径 34 nm の Cu 粒子が分散するフェライト中での臨界角度 φ_c は 69.4° である．臨界角度と補正係数 C_f の関係は Forman と Makin により以下の式が示されている⁽³⁹⁾．

$$\frac{1}{C_f} = \left(\cos \frac{\varphi_c}{2} \right)^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{\pi - \varphi_c}{5\pi} \right) \quad (3.3)$$

式(3.3)より臨界角度 69.4° の場合、補正係数は 1.53 となる．そこで粒子の有効平均間隔 λ の決定は、以下の式により決定した．

$$\lambda = 1.53 \times \bar{l}_{center} - \frac{\pi}{4} \bar{d} \quad (3.4)$$

平均粒子直径 34 nm および粒子の体積分率 1.52% の場合、式(3.4)により求まる粒子の有効平均間隔は 279nm である．材料条件および結晶方位は、4.3.2 項および 4.3.3 項に

示す．また単純化の為，主すべり系のみが活動する条件とした．

図 5.35 は，結晶塑性解析により得られた結果と実験結果⁽²¹⁾の公称応力—公称ひずみ曲線を比較したグラフである．降伏応力を 0.2%耐力とすると，実験結果の降伏応力が 335MPa であるのに対し解析結果は 342MPa と若干高い．しかし解析結果の加工硬化率は実験に比べ著しく高く，実験結果とまったく一致しない応力ひずみ曲線の結果となった．一番の要因は， $n^*=1$ の条件で解析を行ったことにある．硬質な VC 粒子を含む 2 相モデルにおいても粒子が不規則に分布していることを考慮し 5.1.3 項に述べたよう n^* は 2~3 程度の値とすることが望ましい．それに加えて本解析では Cu 粒子は，微細なため寸法効果により母相の CRSS より高い値を設定しているが，VC 粒子ほど硬質ではないため塑性変形している．図 5.36 は，公称ひずみ 5%時のモデル中央 x-y 断面における主すべり系に生じた塑性せん断ひずみの分布図である．Cu 粒子においても，塑性せん断ひずみが 8.5%程度生じており，そのため母相での塑性せん断ひずみの分布が，VC steel の場合に比べ不均一性が緩和されている．図 5.37 は，公称ひずみに対して粒子に生じた相当塑性ひずみの平均値をプロットしたグラフである．公称ひずみ 0.7%あたりから Cu 粒子は塑性変形が開始していることがわかる．また公称ひずみ 5%における Cu 粒子の相当塑性ひずみはほぼ 5%である．すなわち Cu 粒子は塑性変形開始後，母相の塑性ひずみに一致する様に塑性ひずみが増加し，母相の変形に対してほとんど抵抗とならない．そのため VC steel の結果に比べ，母相と第 2 相のひずみ差がほとんどない為，塑性せん断ひずみの分布に不均一性がほとんどない結果となった．

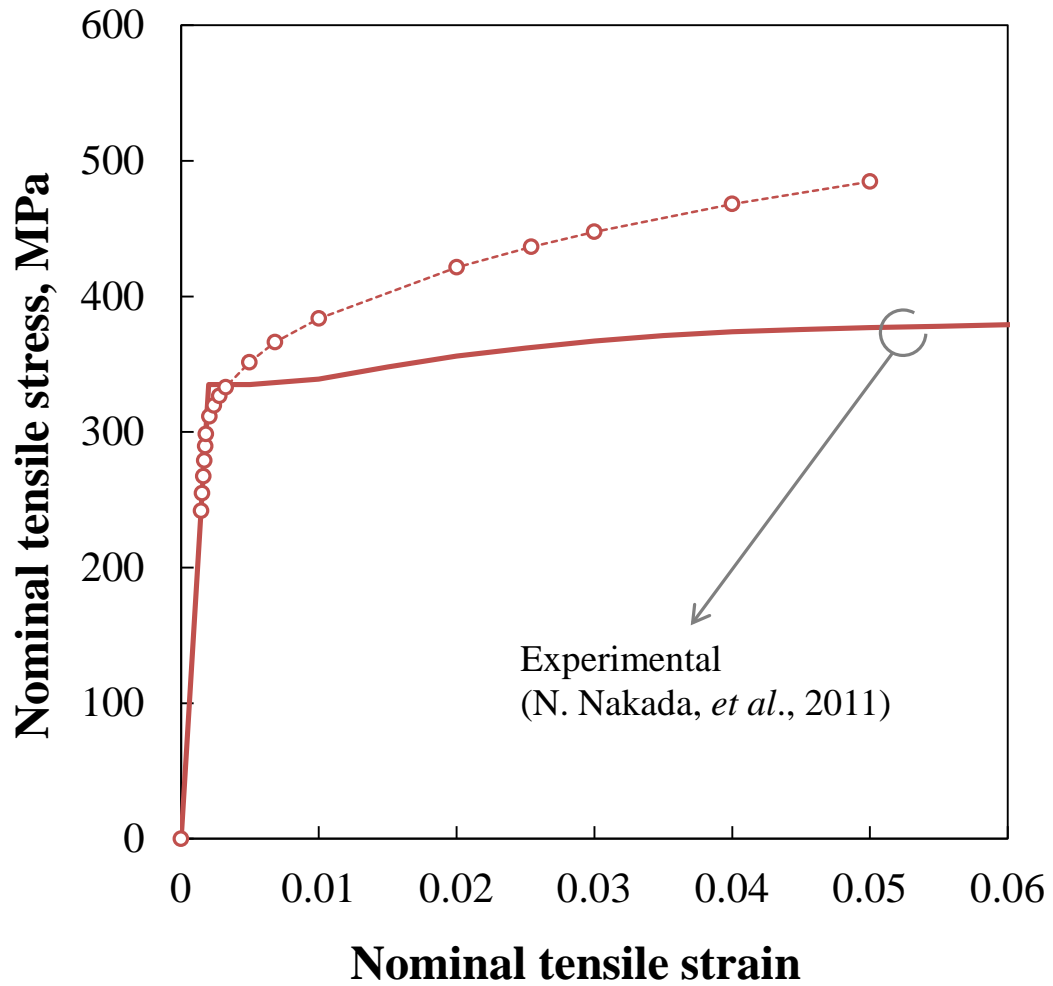


図5.35 フェライト母相中にCu粒子を含む2相モデルの解析結果と実験結果

⁽²¹⁾ の公称応力—公称ひずみ曲線の比較.

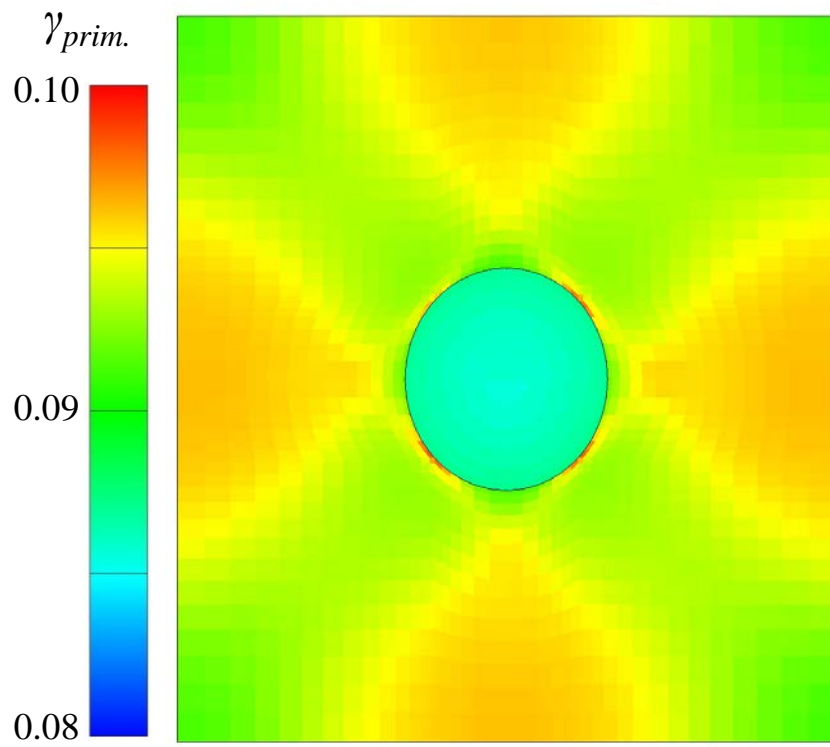


図 5.36 モデル中央 x - y 断面における主すべり系の塑性せん断ひずみ分布.

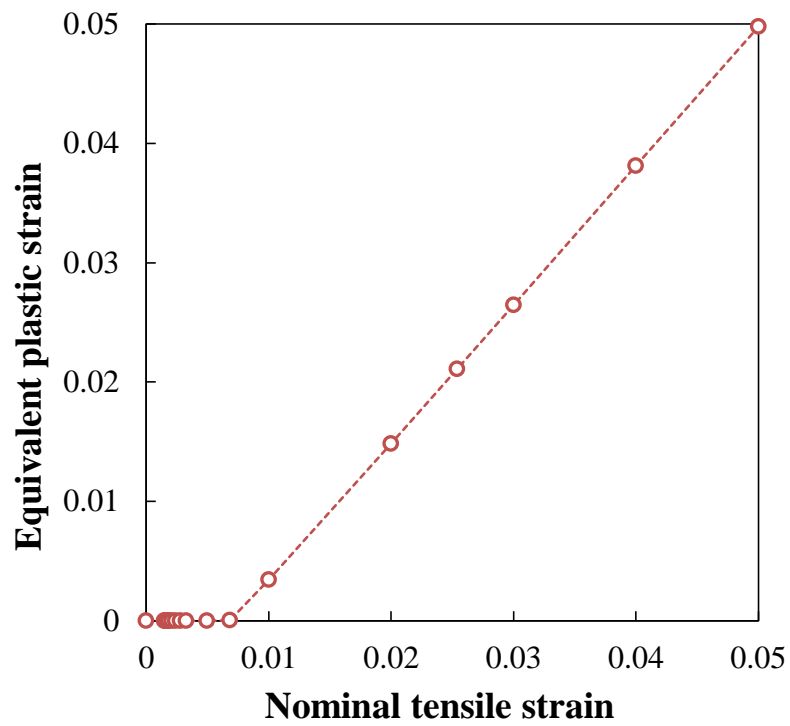


図 5.37 モデル全体の公称ひずみに対し粒子に生ずる平均相当塑性ひずみの推移.

5.1.4 項に述べたように転位の平均自由行程に関与する因子について検討する．粒子が塑性変形する場合，母相のすべり変形を担う運動転位は粒子を切って進むことが容易であると考えられる．これは実験結果からも観察することが出来，図 1.10 の(c)および(d)の 2%変形した Cu steel の TEM 像を見ると，Cu 粒子が変形しており転位の蓄積が VC steel に比べ少ない．また解析結果の塑性せん断ひずみからも Cu 粒子の塑性変形が大きい結果であった．つまり粒子が塑性変形すると，転位が粒子によって捕捉され母相に蓄積する頻度は低下し，転位の平均自由行程に関与する数値係数 n^* は 2~3 よりさらに大きな値をとることが考えられる．そこで $n^*=2, 4$ および 15 についての解析を行った．

図 5.38 は， $n^*=1, 2, 4$ および 15 の解析結果と実験結果⁽²¹⁾の公称応力—公称ひずみ曲線を比較したグラフである． $n^*=2$ の結果は，0.2%耐力で見た時の降伏応力は 330MPa であり実験とほぼ一致しているが，加工硬化率は実験に比べ高い． $n^*=4$ の結果は，一見して実験の応力ひずみ曲線と一致しているが，0.2%耐力で見た時の降伏応力が 321MPa と実験に比べ若干小さく，それに対して公称ひずみ 1%以降の流動応力は実験よりも高いことから，加工硬化率は実験に比べ高い． $n^*=15$ の結果は，0.2%耐力で見た降伏応力は 311MPa と実験に比べ 24MPa 低いが，公称ひずみ 5%での流動応力が 351MPa と実験の 377MPa に比べ 26MPa 低いことから加工硬化率は実験とほぼ一致する結果となった．このような結果となる理由として次のようなことが考えられる．Cu 粒子の塑性変形開始は公称ひずみ 0.7%であるため，それまでは n^* は 2 から 3 程度が妥当である．すると 0.2%耐力となる公称ひずみは約 0.5%付近であるため実験と近い降伏応力が得られる．しかし粒子が塑性変形開始する公称ひずみ 0.7 以降は，転位の運動に対する粒子からの抵抗が低下するものと考え n^* は 15 と大きな値をとると実験と良く一致する加工硬化率が得られる．以上から，フェライト母相中の Cu 粒子の様に大きく塑性変形するような場合においては，母相の転位の蓄積に粒子はほとんど寄与しないことが考えられる．

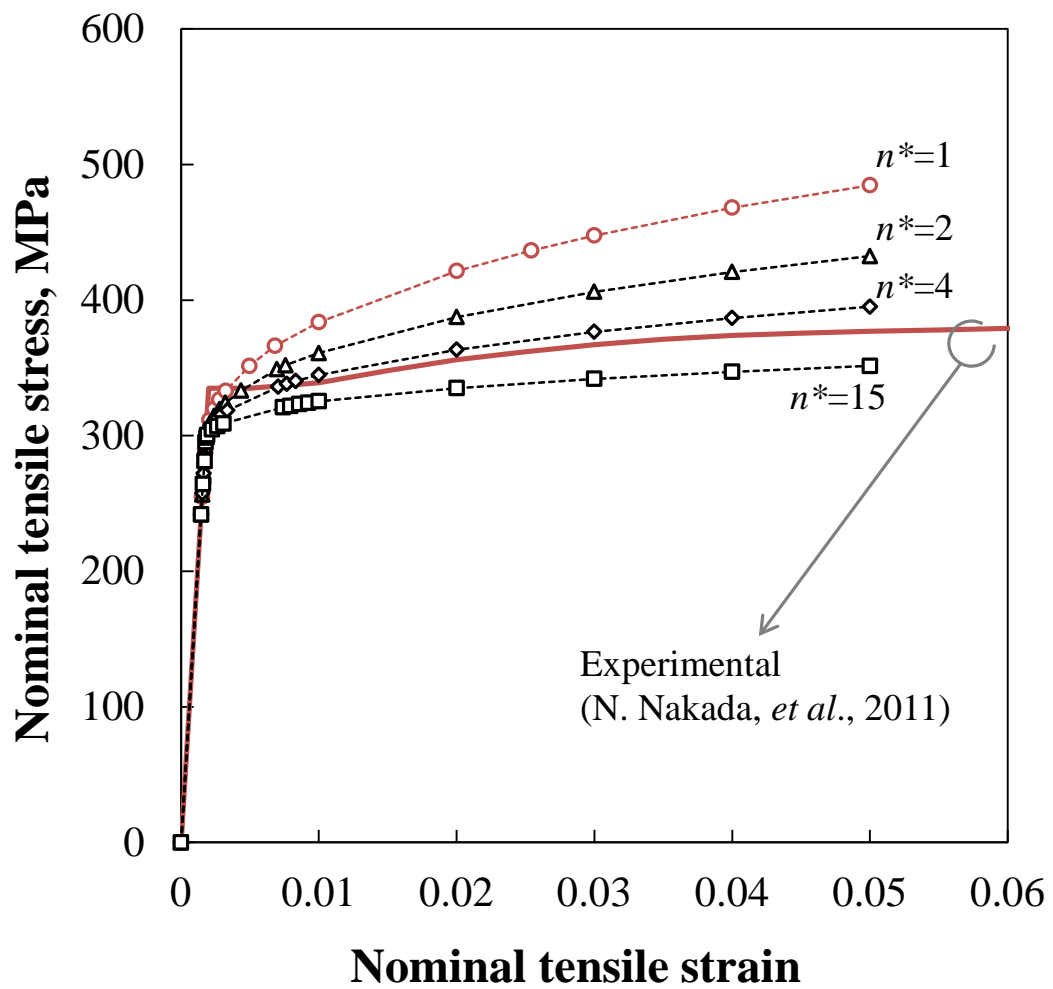


図 5.38 $n^*=1, 2, 4$ および 15 の解析結果と実験結果⁽²¹⁾の公称応力—公称ひずみ曲線の比較.

第 6 章 結言

本研究は、分散強化合金の加工硬化特性について有限要素法結晶塑性解析により検討した。その結果、次のことが明らかになった。

1. フェライト母相中に硬質なバナジウムカーバイド粒子が分散したモデルに関する結果

- ・ 分散する粒子の平均間隔を、すべり系の臨界分解せん断応力（CRSS）および転位の平均自由行程のモデルに導入して巨視的な力学応答を求めたところ、巨視的な降伏は実験値にほぼ一致したものの加工硬化率は実験値よりも大きかった。転位の平均自由行程が分散粒子の平均間隔の 2 から 3 倍程度であるとしたところ、巨視的な降伏応力とともに加工硬化率についても実験結果と加工硬化率がほぼ一致した。つまり分散強化合金の塑性流動応力と加工硬化には、分散粒子の平均間隔だけではなく、もう一つ別の寸法因子が関与すること、また本研究で検討した VC 粒子分散鋼ではその第 2 の寸法因子は、第 1 の寸法因子の 2 から 3 倍である事が分かった。
- ・ VC 粒子分散鋼の母相における 2 次すべり系の活動に関し検討したところ、主すべり系と 2 次すべり系の CRSS を決定する寸法因子が同じ場合、加工硬化率が実験に比べ高く、2 次すべり系の活動に伴い蓄積する転位が実験的事実に比べ過剰であることが分かった。そこで 2 次すべり系の活動開始が、高い応力場を形成する粒

子近傍で起こるものとし、CRSS を決定する 2 次すべり系の寸法因子を粒子直径にしたところ実験と良く一致する巨視的な力学応答となった。

- ・ VC 粒子分散鋼の内部に生ずる応力場は、粒子近傍だけではなく粒子間の母相にも複雑な応力場が形成されていた。そのため母相の広範囲に不均一な塑性変形が生ずる。不均一な塑性ひずみの分布は、粒子からすべり面法線方向に延びる塑性せん断ひずみの低い領域を形成していることで、高密度に転位が蓄積する。高密度に蓄積した転位帯はキンク帯に相当する正負の刃状転位対からなっており粒子を起点に粒子平均間隔の 2 倍程度の長さで母相に広く広がっていた。

2. フェライト母相中に軟質な Cu 粒子が分散したモデルに関する結果

- ・ VC 粒子分散鋼と同じく分散する粒子の平均間隔を、CRSS および転位の平均自由行程のモデルに導入して巨視的な力学応答を求めたところ、巨視的な降伏は実験値にほぼ一致したものの加工硬化率は実験値よりも大きかった。また転位の平均自由行程が分散粒子の平均間隔の 2 倍程度としても VC 粒子分散鋼の場合と異なり加工硬化率は実験値よりも大きかった。さらに Cu 粒子は塑性変形しており、VC 粒子分散鋼で見られる母相に生ずる不均一な塑性ひずみの分布は緩和され、ほぼ均一な塑性ひずみの分布であった。
- ・ 上述より Cu 粒子による母相の運動転位に対する抵抗は極めて小さい物とし転位の平均自由行程が分散粒子の平均間隔の 15 倍程度であるとしたところ巨視的な降伏応力は一致しなくなったが加工硬化率は実験結果とほぼ一致した。巨視的な降伏応力が一致しない理由は、次のことが考えられる。巨視的な降伏の時点において Cu 粒子はまだ塑性変形していない。転位の平均自由行程を分散粒子の平均間隔の 15 倍程度にすると、Cu 粒子が塑性変形していない巨視的な降伏付近における母相の高い加工硬化率が得られない。そこで Cu 粒子の塑性変形開始によって母相の転位の平均自由行程が変化するモデルを用いることで巨視的な降伏および加工硬化率

が実験結果と良く一致する数値解析結果が得られると考えられる。

3. 分散強化合金に生ずるバウシンガー効果の発現要因

- ・分散強化合金のバウシンガー効果の発現要因を VC 粒子分散鋼に引張変形後，圧縮変形を加えて検討したところ，引張変形を与え除荷すると，塑性変形した母相により粒子に弾性ひずみが残留する．そのため粒子によって母相に応力場を形成し，残留応力が生ずる．残留応力は負荷軸方向では圧縮応力であるため，圧縮変形の際に早い降伏に寄与する．また圧縮変形時にすべり系に生ずる分解せん断応力は引張変形時の残留応力の影響を受けるため，引張変形時に塑性変形を多く担い加工硬化した領域以外ですべり変形が開始することで降伏応力の低下が生じバウシンガー効果が発現した．

参考文献

- (1), C. R. バレット, W. D. ニックス, A. S. テテルマン共著, 岡村弘之, 井形直弘, 堂山昌男共訳, 材料科学 2-材料の強度特性, (1980), 株式会社培風館, p6-5.
- (2), 加藤雅治, 入門転位論, (1999), 株式会社裳華房, p1
- (3), 高木節雄, 金属材料の強化機構, 塑性と加工 (日本塑性加工学会誌), 第 54 巻, 第 633 号(2013), p2.
- (4), 木村晃彦, 笠田竜太, 大貫惣明, 鵜飼重治, 井上賢紀, 古川智弘, 高屋茂, 大塚智史, 奥田隆成, 日本国特許庁, 2010, 特開 2010-65302(P2010-65302A).
- (5), 西山善次, 幸田成康, 金属の電子顕微鏡写真と解説, 1975, 丸善株式会社, p254.
- (6), 村上真宏, 北浦知之, 中田伸生, 土山聡宏, 高木節雄, 塑性変形を伴う軟質第二相粒子が分散したフェライト鋼における転位蓄積および加工硬化挙動の評価, 鉄と鋼, 97(2011), p152.
- (7), 村外志夫, 森勉, 破壊力学と材料強度講座 5-マイクロメカニクス=転位と介在物, 1976, 株式会社培風館, p150.
- (8), D. J. Bacon, U. F. Kocks and R. O. Scattergood, Philso. Mag., 28(1973), p1241.
- (9), D. J. Bacon and Yu. N. Osetsky, Philos. Mag., 89(2009), p3333.
- (10), 木村宏, 改訂材料強度の考え方, アグネ技術センター, 東京, 第 5 刷(2010), p321.

参考文献

- (11), J. C. Fisher, E. W. Hart and R. H. Pry, *Acta. Metall.*, 1(1953), p336.
- (12), J. D. Eshelby, *Proc. R. Soc. (London)*, 241(1957), p376.
- (13), F. J. Humphreys and M. Hatherly, *RECRYSTALLIZATION and Related Annealing Phenomena*, Pergamon, Oxford, (1995), p238.
- (14), (5)の p214.
- (15), (5)の p247.
- (16), F. J. Humphreys and P. B. Hirsch, *Philos. Mag.*, 34(1976), p373.
- (17), S. Queyreau, G. Monnet and B. Devincre, *Acta. Mater.*, 58(2010), 5586.
- (18), T. Ohashi, *Phil. Mag.*, A70(1994), p793.
- (19), T. Ohashi, *Phil. Mag. Lett.*, 75(1997), p51.
- (20), Y. Imanami, M. Murakami, N. Nakada, T. Tsuchiyama and S. Takaki, *ISIJ Int.*, 49(2009), p1225.
- (21), 中田伸生, 村上真宏, 土山聡宏, 高木節雄, 硬質・軟質粒子を分散させたフェライト鋼の加工硬化挙動の相違, 日本鉄鋼協会「加工硬化特性と組織」第12回研究会, H23.3.7-8.
- (22), YH. Yeh, H. Nakashima, H. Kurishita, S. Goto and H. Yoshinaga, *Mater. Trans. JIM*, 31(1990), 284.
- (23), R. Ebeling and M. F. Ashby, *Phil. Mag.*, 13(1966), 805.
- (24), M. F. Ashby, *Phil. Mag.*, 14(1966), p1157.
- (25), F. J. Humphreys and J. W. Martin, *Philos. Mag.*, 16(1967), p927.
- (26), R. Hill, *J. Mech. Phys. Solids*, 14(1966), p95.
- (27), T. Ohashi, M. Kawamukai and H. Zbib, *Int. J. Plasticity*, 23(2007), p897.
- (28), U. F. Kocks, *Trans. ASME J. Eng. Mater. Technol.*, 98(1976), p76.
- (29), H. Mecking and U. F. Kocks, *Acta. Metall.*, 29(1981), p1865.
- (30), T. Ohashi, *Trans. Jpn. Inst. Met.*, 28(1987), p906.

参考文献

- (31), M. F. Ashby, Philso. Mag., 21(1970), p399.
- (32), O. C. ツィエンキーヴィッツ, 基礎工学におけるマトリックス有限要素法, 培風館, 東京, (1975), p99.
- (33), G. Simmons and H. Wang, Single Crystal Elastic Constants and Calculated Aggregate Properties, The M. I. T. press, Cambride, (1971), p34.
- (34), H. O. Pierson, Handbook of refractory carbides and nitrides, Noyes Publications, New Jersey, (1997), p81.
- (35), T. Ohashi, Int. J. Plasticity, 20(2004), p1093
- (36), T. Kitaura, H. Hidaka, T. Tsuchiyama and S. Takaki, Tetsu-to-Hagane, 91(2005), p796.
- (37), R. S. Shewfelt and L. M. Brown, Philos. Mag., 30(1974), p1135.
- (38), R. S. Shewfelt and L. M. Brown, Philos. Mag., 35(1977), p945.
- (39) A. J. E. Foreman and M. J. Makin, Philos. Mag., 14(1966), p911.
- (40), 高村仁一, 日本金属学会会報, 25(1986), p379.
- (41), 土山聡宏, 高木節雄, 山本信次, 諸岡聡, CAMP-ISIJ, 26(2013), p404.
- (42), K. Nakashima, Y. Futamura, T. Tsuchiyama and S. Takaki, ISIJ Int., 42(2002), p1541.

参考文献

謝 辞

九州大学院工学研究科の中田伸生(現東京工業大学)准教授，土山聡宏准教授および高木節雄教授には実験結果の使用の許諾を頂き，また種々ご討論して頂いた．記して謝意を表す．

本論文は，北見工業大学機械工学科の柴野純一教授，北見工業大学マテリアル工学科の南尚嗣教授および大津直史准教授に査読，審査して頂きました．記して謝意を表す．

また本研究は、(独)科学技術振興機構(JST)による産学共創基礎基盤研究「ヘテロ構造制御」の支，を受けて行われたものである．記して謝意を表す．

主指導教員である北見工業大学機械工学科の大橋鉄也教授，佐藤満弘准教授および長谷川稔技術員には，研究室に所属してから6年間と長い時間，大変お世話になったため別途それぞれへの謝辞を記すため本ページでは割愛する．

謝辭

本研究に関する公表論文および学会講演の目録

公表論文

1. 奥山彫夢, 大橋鉄也 : 硬質な球状微細粒子を含む二相合金の加工硬化に関する数理モデリング, 鉄と鋼, No.7, Vol.102(2016), pp.396-404.
2. Y. Okuyama and T. Ohashi : Crystal Plasticity Analysis of Mechanical Response and Size Effect in Two Phase Alloys with Dispersion of Fine Particles, Key Engineering Materials, Vol. 626(2015), pp. 264-268.
3. T. Ohashi and Y. Okuyama : Crystal Plasticity Analysis of Mechanical Response in Two Phase Alloys with Dispersion of Fine Particles, Key Engineering Materials, Vol. 725(2017), pp. 267-272.

国際会議発表（講演者, Y. Okuyama）

1. Y. Okuyama and T. Ohashi : Crystal Plasticity Analysis of Mechanical Response and Size Effect in Two Phase Alloys with Dispersion of Fine Particles , 12th Asia-Pacific Symposium on Engineering Plasticity and Its Applications (AEPA2014), Abstracts p.106, Kaohsiung, Taiwan, September, 2014.
2. T. Ohashi and Y. Okuyama : Crystal Plasticity Analysis of Mechanical Response in Two Phase Alloys with Dispersion of Fine Particles, 13th Asia-Pacific Symposium on

Engineering Plasticity and Its Applications (AEPA2016), Abstract book p.62, Hiroshima, Japan, December, 2016.

国内学会発表（講演者，奥山彫夢）

1. 大橋鉄也，奥山彫夢：第 2 相粒子を含む金属材料中の転位蓄積と加工硬化の結晶塑性解析，日本機械学会第 25 回計算力学講演会，神戸，2012 年 10 月
2. 大橋鉄也，奥山彫夢：第 2 相粒子が分散する金属材料中の転位蓄積と加工硬化の結晶塑性解析，日本機械学会第 51 回北海道支部講演会，北見，2012 年 10 月
3. 奥山彫夢，大橋鉄也，佐藤満弘：分散強化型 2 相合金中の粒子近傍に生じる不均一すべりの結晶塑性解析，日本機械学会第 26 回計算力学講演会，佐賀，2013 年 11 月
4. 奥山彫夢，大橋鉄也，佐藤満弘：分散強化型 2 相合金中で生じる寸法効果と加工硬化の結晶塑性解析，日本機械学会第 52 回北海道支部講演会，函館，2013 年 9 月
5. 大橋鉄也，奥山彫夢：硬質な球状微細粒子を含む 2 相合金の加工硬化に関する数値モデリング，日本鉄鋼協会第 167 回春季講演大会，東京，2014 年 3 月
6. 奥山彫夢，大橋鉄也：硬質な球状微細粒子を含む 2 相合金に生じるバウシinger 効果の結晶塑性解析，日本鉄鋼協会第 168 回秋季講演大会，名古屋，2014 年 9 月
7. 奥山彫夢，大橋鉄也：分散強化型 2 相合金中に生じる不均一変形によるバウシinger 効果の結晶塑性解析，日本機械学会第 53 回北海道支部講演会，室蘭，2014 年 9 月
8. 奥山彫夢，大橋鉄也：分散強化型 2 相合金の粒子体積分率と粒子直径による強度寸法依存性の結晶塑性解析，日本機械学会第 27 回計算力学講演会，岩手，2014 年 11 月
9. 奥山彫夢，大橋鉄也：複数の硬質粒子が分散した微視組織に生ずる変形と巨視的

本研究に関する公表論文および学会講演の目録

な力学特性の結晶塑性解析, 日本機械学会第 28 回計算力学講演会, 横浜, 2015
年 10 月

本研究に関する公表論文および学会講演の目録