多結晶金属の塑性挙動に対する微視不均一の影響†

František Havlíček* 徳田正孝** 日野省司***

On the Effect of Microscopic Non-uniformity on Macroscopic Plastic Behavior of Polycrystalline Metallic Material

by

František HAVLÍČEK*, Masataka TOKUDA** and Syouji HINO***

The relation between the macroscopic plastic response and the corresponding grain scale plastic events for a polycrystalline aggregate was studied by using the finite element method. The numerical model used was based on the constitutive relation combining a few simple and fundamental semi-microscopic plastic mechanisms which can describe a large variety of plastic behaviors observed in lots of experiments. The numerically evaluated plastic accommodation parameter, or the principle and representative scalar function, which relates the microscopic mechanisms on the grain scale with the macroscopic behavior, was compared with those suggested by other theories accepted in polycrystalline plasticity.

Key words : Plasticity, Finite element method, Polycrystal, Micro-mechanism, Slip, Self-consistent model

1 緒 言

多結晶金属材料の複雑な変形履歴依存性は、材料の内部状態が塑性流動とともに刻々変化していくことにある。この変化は、個々の結晶粒内でのひずみ、応力の不均一分布や、結晶粒間でのひずみ、応力の分布の差等と深く関わっている。

多結晶金属材料の変形挙動の研究の歴史を振り返って見ると、単軸あるいは多軸応力-ひずみ関係を、成分単結晶の変形メカニズムあるいは応力-ひずみ関係から推定するための多くの試みが行なわれていることがわかる。最も初期のものは Sachs¹⁾ あるいは Taylor²⁾ によるものであり、これらはこの分野において重要な役割を果たしたが、非常に単純化された仮定に基づくため得られる結果は定性的なものと言える。

これを契機に、個々の成分単結晶粒の応力およびひずみを計算し、これらを多結晶体の全体的（巨視的・平均的）応力およびひずみに結びつける、より精密なモデルの構築が試みられた。この枠内で Lin³⁾ は、Taylor モデルを拡張して弾性ひずみを含むうるモデルを提案した。その後、画期的なモデルが、Kröner⁴⁾ および Budiansky-Wu⁵⁾ によって提案された。このモデルはセルフ・コンシステントモデルと呼ばれ、球形

成分単結晶粒が等方弾性連続体に埋め込まれているとして取り扱う理想化によって構築された。この場合、多結晶体の変形挙動はあらゆる配向に関する球形成分結晶粒の変形の平均挙動として求められる。さらに、このセルフ・コンシステントモデルは、球形成分単結晶が、等方弾塑性連続体に埋め込まれているという考えにより、Berveiller-Zaoui⁶⁾ によって修正された。

これらの一連のモデルは、一つのスカラー・パラメータ（あるいはスカラー関数）A を用いて統一的に整理されうることは大変興味深いことである。このパラメータ A は、塑性アコモデーションパラメータと呼ばれ、次のような形で微視的応力およびひずみと巨視的応力およびひずみを関係づける。

$$\underline{s} = \underline{S} + A\mu(\underline{E}^p - \underline{e}^p) \quad (1)$$

ここで、 $\underline{s}$ と $\underline{e}^p$ はある配向を持つ成分単結晶粒の偏差応力および偏差塑性ひずみテンソル、 $\underline{S}$ と $\underline{E}^p$ は多結晶体の巨視的（平均）偏差応力および巨視的（平均）偏差塑性ひずみテンソル、 μ は横弾性係数である。とくに、

A = ∞ : Taylor の塑性ひずみ一定のモデル

A = 2 : Lin のひずみ一定のモデル

A = 2(1-β) : セルフ・コンシステントモデル

† 原稿受理 平成元年11月13日 Received Nov. 13, 1989

* チェコスロバキア国立機械設計研究所 プラハ、チェコスロバキア、Czechoslovak National Institute for Machine Design, Praha, Czechoslovakia

** 正会員 三重大学工学部 津市上浜町、Faculty of Engineering, Mie University, Kamihama-cho, Tsu

*** 三重大学工学部 津市上浜町、Faculty of Engineering, Mie University, Kamihama-cho, Tsu

$A=2\psi(1-\beta)$: 修正セルフ・コンシステントモデル
 $A=0$: Sachs の応力一定のモデル

(2)

ここに β はポアソン比 ν を用いて次のように表わされる材料定数である。

$$\beta = 2(4-5\nu)/[15(1-\nu)]$$

また ψ は, $\bar{S}$ および $\bar{E}^p$ のミーゼス型相当応力 $\bar{S}_{eq}$ およびミーゼス型相当塑性ひずみ $\bar{E}_{eq}^p$ に関係する次のような関数である。

$$\psi = 1/[1+3\mu\bar{E}_{eq}^p/2\bar{S}_{eq}] \quad (3)$$

今日までこのように提案された理論は, いずれも多結晶体の巨視的変形・破壊挙動に影響を与えようと考えられる結晶粒内の不均一応力およびひずみ分布を考慮していないことに注意すべきである。また, このような結晶粒内の不均一分布の影響については, ほとんど報告されていない。これは, 実験的にも理論的にも多結晶体中に埋め込まれている結晶粒内の応力およびひずみの不均一分布を知ることが大変難しいことにもよっている。本論文では種々の結晶学的配向を持つ多数の成分単結晶粒よりなっている多結晶集合体の塑性挙動を成分結晶粒の塑性特性に基づき有限要素法を用いて数値解析する。さらにその解析結果に基づき, 成分結晶粒内の応力およびひずみ分布の不均一性を詳細に調べるとともに, これらの微視的変形挙動と巨視的(平均)変形挙動の間の関係を明らかにする。また上に述べた微視的挙動と巨視的挙動を結び付ける古典的なパラメータ; 塑性アコモデーションパラメータ A に再評価を与える。

2 単結晶および多結晶の力学的モデル⁷⁾

ここに用いられるモデルは, 次のような単純に理想化された微視的構造および塑性変形特性に基づいて構築されている。

(A) 多結晶構造は 3 次元結晶学的配向を持つ多数の単結晶成分より成る。

(B) 塑性変形は容易すべり面における容易すべり方向に沿う結晶学的すべりによってのみ生じる。容易すべり面と容易すべり方向の一つの組はすべり系と呼ばれる。

(C) すべりは, Schmid 則に従い開始する。

(D) すべり系の臨界せん断応力は Taylor の硬化則に従って変化する。

(E) 活動すべり系のすべりひずみ速度は転位の熱活性化運動を考慮した式により表わされる。すなわち, 塑性ひずみは時間独立塑性ひずみとクリープひずみにわけない統一型で表わされる。

このモデルは結晶粒間の相互作用 (これは, 各結晶粒間の応力差すなわち内部応力さらには結晶粒内の応力およびひずみの不均一分布に導く) とすべり系間の

相互作用 (これはすべり系の自己硬化および潜在硬化に導く) を組み込んでいる。また, 単結晶および多結晶の塑性変形メカニズムは多数あり (たとえば, 拡散変形, 双晶変形, 粒界すべり), これらは実際の熱力学的条件により単独で, あるいは同時に働くが, このモデルでは常温塑性を対象とし, 転位の活性化すべり運動のみを主たる塑性変形メカニズムと考えている。更に, すべりをすべり系で扱うため, 知られている多くの転位の運動学的メカニズム (例えば増殖, ジョグ形成, 交差すべりのメカニズム) は個々には考えないが, それらは平均として (転位レベルからすれば巨視的に) 組み入れられている。

これらの仮定に基づく構成方程式の導出およびこれを用いた有限要素解析モデルは, 既報⁷⁾に詳しく記されているので, ここでは簡単な説明に留める。

まず結晶学的軸に関する局所座標系 (X, Y, Z) における単結晶の応力-ひずみ関係は次のように導かれる。無限小全ひずみ速度ベクトル

$$\dot{\underline{\epsilon}}^* = [\dot{\epsilon}_{xx}^*, \dot{\epsilon}_{yy}^*, \dot{\epsilon}_{zz}^*, \dot{\epsilon}_{xy}^*, \dot{\epsilon}_{yz}^*, \dot{\epsilon}_{zx}^*]^T \quad ([\cdot]^T \text{ は転置を示す})$$

を, フックの法則で表わされる弾性ひずみ速度ベクトル $\dot{\underline{\epsilon}}^{*e}$ と塑性ひずみ速度ベクトル $\dot{\underline{\epsilon}}^{*p}$ の和で表わす。すなわち

$$\dot{\underline{\epsilon}}^* = \dot{\underline{\epsilon}}^{*e} + \dot{\underline{\epsilon}}^{*p} \quad (4)$$

塑性ひずみベクトルは, 結晶粒内のすべての活動すべり系のすべりひずみ速度 $\dot{\gamma}^{(i)}$ を用いて次のような幾何学的関係により表わされる。

$$\dot{\underline{\epsilon}}^{*p} = \sum_{i=1}^N \alpha^{(i)} \dot{\gamma}^{(i)} \quad (5)$$

ここに N は, 単結晶中のすべり系の数である。また, ベクトル

$$\alpha^{(i)} = [\alpha_{xx}^{(i)}, \alpha_{yy}^{(i)}, \alpha_{zz}^{(i)}, \alpha_{xy}^{(i)}, \alpha_{yz}^{(i)}, \alpha_{zx}^{(i)}]^T$$

は, i 番目のすべり系の一般化 Schmid 係数ベクトルであり, その成分は次のように表わされる。

$$\alpha_{KL}^{(i)} = (m_K^{(i)} n_L^{(i)} + n_K^{(i)} m_L^{(i)})/2, \quad (K, L = X, Y, Z) \quad (6)$$

ここに, $m^{(i)} = (m_X^{(i)}, m_Y^{(i)}, m_Z^{(i)})$, $n^{(i)} = (n_X^{(i)}, n_Y^{(i)}, n_Z^{(i)})$ は, i 番目のすべり系のすべり方向に沿う単位ベクトル, すべり面に対する単位法線ベクトルである。一般に式 (5) におけるせん断ひずみ速度 $\dot{\gamma}^{(i)}$ は, 転位の熱活性化運動を考えると, 次のような形に書くことができる。

$$\tau^{(i)} \geq \tau_y^{(i)} \text{ のとき} \quad \dot{\gamma}^{(i)} = \dot{\gamma}_0 \{ \exp[b(\tau^{(i)} - \tau_y^{(i)})/\tau_y^{(i)}] - 1 \} \quad (7)$$

$$\tau^{(i)} < \tau_y^{(i)} \text{ のとき} \quad \dot{\gamma}^{(i)} = 0 \quad (8)$$

ここに, $\dot{\gamma}_0$ と b は材料定数, $\tau^{(i)}$ は i 番目のすべり系の分解せん断応力である。一般に i 番目のすべり系の

臨界せん断応力 $\tau_y^{(i)}$ (降伏応力) は, すべり系内の転位間の相互作用やすべり系間の相互作用に関係するため変形履歴に複雑に依存する. この硬化則を次のような形で考えるのが便利である.

$$\tau_y^{(i)} = \tau_0 + \sum_{i=1}^N H_{ij} \gamma^{(i)} \quad (9)$$

ここに τ_0 は, 初期臨界せん断応力, H_{ij} は活動すべり系の2つの基本的効果すなわち (すべり系内の転位の相互作用による) 自己硬化と (すべり系間の相互作用による) 潜在硬化を組み入れるための係数行列である. また, おのおのの成分結晶粒は, 結晶粒界を介して互いに影響しあう. 多結晶体の塑性変形挙動に対する結晶粒界の直接の影響は小さいので, 本モデルでは粒界は単なる厚み零で, そこを境に結晶学的配向が異なる面であると考えている. この観点から単結晶の応力-ひずみ関係は, 結晶学的軸に関する局所座標系 (X, Y, Z) において次のように表わされる.

$$\dot{\underline{\sigma}}^* = \underline{D}^* \cdot (\dot{\underline{\epsilon}}^* - \dot{\underline{\epsilon}}^p) \quad (10)$$

ここに $\underline{D}^*$ は単結晶の弾性係数対称行列であり, また

$$\dot{\underline{\sigma}}^* = [\dot{\sigma}_{xx}^*, \dot{\sigma}_{yy}^*, \dot{\sigma}_{zz}^*, \dot{\sigma}_{xy}^*, \dot{\sigma}_{yz}^*, \dot{\sigma}_{zx}^*]^T$$

は, 局所座標系における応力速度ベクトルである. 式(10)は, 基準全体座標系 (x, y, z) を用いて同じ形式に書き変えることができる. すなわち,

$$\dot{\underline{\sigma}} = \underline{D} \cdot (\dot{\underline{\epsilon}} - \dot{\underline{\epsilon}}^p) \quad (11)$$

ここに $\dot{\underline{\sigma}}$, $\dot{\underline{\epsilon}}$, $\dot{\underline{\epsilon}}^p$ および $\underline{D}$ は, いずれも基準全体座標系で表わした単結晶の応力速度ベクトル, ひずみ速度ベクトル, 塑性ひずみ速度ベクトルおよび弾性係数行列である.

有限要素法解析モデルは, 式(11)によって表わされた塑性構成式と, 次の増分タイプの積分変分原理を用いて構築される.

$$\int_V \delta \underline{\epsilon}^T \cdot \Delta \underline{\sigma} dV = \int_V \delta \underline{u}^T \cdot \Delta \underline{F} dV + \int_S \delta \underline{u}^T \cdot \Delta \underline{T} dS \quad (12)$$

ここに V と S は未変形基準配置における体積と表面積であり, $\delta \underline{\epsilon}$ は仮想ひずみ増分ベクトル, $\Delta \underline{\sigma}$ は応力増分ベクトル, $\delta \underline{u}$ は仮想変位ベクトル, $\Delta \underline{F}$ は物体力増分ベクトル, $\Delta \underline{T}$ は表面力増分ベクトルである. 有限要素法に基づく多結晶体計算機モデルの妥当性は平面有限個結晶試験片 (multicrystalline specimen) にて観察されたすべり線との比較によって確認されている⁷⁾. すなわち, 単軸引張りを受ける 3 wt% Si-Fe 合金製の平面有限個結晶試験片の表面に現われたすべり線の方向と位置は, 計算により予測されるものとよく一致した.

3 数値実験結果とその検討

有限要素法を用いる数値計算において, 成分結晶粒

の形状はすべて同じ (正六角形) で同じ大きさ (一辺 20 μm) とし, 多結晶構造をそれらの集合体として Fig. 1 に示すようにモデル化した. 成分結晶粒の数は 23 に制限した. さらに簡単のためにすべての変数 (変位, ひずみ, 応力) が, 全体座標系 (x, y, z) (Fig. 1) の z 軸に関し独立である平面ひずみを仮定した. それゆえ 2 次元要素を用いることができる. ここでは, 8 節点 2 次元四辺形要素を採用した. この要素を用いた有限要素分割の様子を Fig. 2 に示した. ただし各成分結晶粒の配向は 3 次元空間的にランダムである. 本解析に選ばれたその配向を局所単結晶座標系 $(\underline{X}) = (X, Y, Z)$ と全体座標系 $(\underline{x}) = (x, y, z)$ を結び付ける座標変換テンソル $\underline{T}(\underline{x} = \underline{T} \cdot \underline{X})$ を用いて Table I に示した. また, それらは材料ができるだけ初期等方となるように選ばれている.

この結晶構造体が Fig. 1 に示されるように, その一辺 cd が一定の平均ひずみ速度 $\dot{\underline{E}}_x = 0.01/\text{sec}$ となる変位速度 $\dot{\underline{U}}_x$ で移動する.

計算例として, 多結晶体のできるだけ普遍的で代表的な結果を得るため結晶構造は FCC タイプとし, またその弾性係数 $\underline{D}^*$ の成分 d_{ij}^* は, FCC タイプの金属の代表例である純アルミニウムのもと同じとして次のように選んだ⁸⁾.

$$\begin{aligned} d_{11}^* &= 10.09 \times 10^4 \text{ MPa}, \\ d_{12}^* &= 6.19 \times 10^4 \text{ MPa}, \\ d_{44}^* &= 2.88 \times 10^4 \text{ MPa} \end{aligned} \quad (13)$$

Fig. 1. Polycrystalline aggregate model with 23 grains.

Fig. 2. Quadilateral finite element approximation of polycrystalline aggregate with 8 nodes (the solid circles denote the examples of 8-nodes by using the selected elements).

Table I. Transformation matrix $\underline{T}$ for each grain of the studied polycrystalline aggregate model.

(In order to save the space, only some important grains around the grain No. 12 are selected).

Grain No.	Transformation matrix $\underline{T}$			Grain No.	Transformation matrix $\underline{T}$		
7	0.571	-0.814	-0.101	8	-0.797	0.369	-0.477
	0.746	0.567	-0.347		-0.282	-0.927	-0.245
	-0.341	-0.122	-0.931		0.532	0.060	-0.844
11	0.497	-0.808	-0.312	12	-0.399	-0.865	-0.319
	-0.737	-0.584	0.337		0.907	-0.319	-0.273
	-0.455	0.062	-0.888		-0.133	0.399	-0.907
13	0.465	0.364	0.806	16	-0.427	-0.692	-0.581
	0.687	-0.722	-0.069		-0.781	0.606	-0.146
	-0.557	-0.586	0.587		0.454	0.391	-0.800
17	-0.114	0.981	-0.156				
	-0.656	0.043	0.753				
	-0.745	-0.188	-0.639				

また、面心立方晶の場合よく知られているようにすべり面は (111)、すべり方向は $\langle 101 \rangle$ であり、したがってすべり系の数 N は 12 である。本モデルにて用いられる他の材料定数は以下の通りである。

式 (9) における初期臨界せん断応力:

$$\tau_0 = 34.5 \text{ MPa} \quad (14)$$

式 (9) における硬化係数:

$$H_{ij} = 0, \quad (i, j = 1, 2, \dots, 12) \quad (15)$$

式 (8) における材料定数:

$$\dot{\gamma}_0 = 1.0 \times 10^3 / \text{sec}, \quad b = 0.1 \quad (16)$$

有限要素法による計算において、塑性変形域での種々の負荷段階における応力、ひずみ分布のほか、 $x-y$ 平面とすべり面の交線であるいわゆるすべり線の分布 (一つのすべり線は、一つのすべり面上にある 3 つのすべり系の一つあるいはそれらの組み合わせにより生み出されている) および活動すべり系の数の分布を求めた。集合体としての平均 (巨視的) ひずみおよび応力は境界 cd の節点変位および節点反力から求めた。またアコモデーションパラメータは、相当応力、相当ひずみを用いて次のような式により評価した。

$$[\underline{s}(12) - \underline{S}]_{eq} = -A\mu[\underline{e}^p(12) - \underline{E}^p]_{eq} \quad (17)$$

ここに、 $\underline{s}(12)$ と $\underline{e}^p(12)$ は、Fig. 1 にて斜線で示された No. 12 の代表結晶粒の平均偏差応力テンソルおよび平均塑性ひずみテンソルである。また $\underline{S}$ と $\underline{E}^p$ は、多結晶体の平均偏差応力テンソルおよび平均塑性ひずみテンソルである。記号 $[\cdot]_{eq}$ は、カッコ中のテンソルのいわゆるミーゼス型の相当量を示す。

以下に本数値実験で得られた代表的な結果を示し、多結晶体の塑性挙動を微視的見地より検討する。Fig. 3 は、計算によって得られた多結晶モデルの巨視的相当応力 $\underline{S}_{eq}$ —相当塑性ひずみ $\underline{E}^p_{eq}$ 曲線 (実線) と、式 (17) を用いて見積もられたアコモデーションパラメ

タ A (破線) の変化を示している。成分結晶粒のすべり系は、いずれも硬化しないと仮定しているが $[H_{ij} = 0]$ 式 (15)、図から分かるように多結晶全体では加工 (ひずみ) 硬化を示している。これは、よく知られているように、結晶粒内の応力の不均一分布や各結晶粒の配向の違いに起因する結晶粒間の相互作用によるものであり、計算結果はその傾向をよく捕らえている。また、図から分かるように、塑性変形の初期において、塑性アコモデーションパラメータ (破線) は急速に減少する。このような様式でいわゆる内部応力 [多結晶体の巨視的 (平均) 応力と結晶粒の応力の差] は、おなじく急速に減少すると考えられる [式 (17) 参照]。この事実は、変形初期にて生じる多結晶金属の降伏面の運動学的移動 (移動硬化) が変形の進行とともに二次的な効果となり、結果として等方効果が支配的になることを示唆している。また、この減少速度は変形の進行とともに小さくなり、塑性アコモデーションパラメータ A は、Berveiller-Zaoui⁽⁶⁾により予測されているように、ゼロに近い値に漸近する傾向にある。本有限要素法で得られた塑性アコモデーションパラメータ A の最小値

Fig. 3. Stress-strain relation of polycrystalline aggregate model and the accommodation parameter A obtained by FEM calculation.

(a) Loading point 1

(b) Loading point 2

(c) Loading point 3

(d) Loading point 6

Fig. 4. Development of equivalent stress in the grain No. 12
(loading point No. corresponds to that in Fig. 3).

(a) Loading point 1

(b) Loading point 2

(c) Loading point 3

(d) Loading point 6

Fig. 5. Development of equivalent plastic strain in the grain No. 12
(loading point No. corresponds to that in Fig. 3).

は, $0.24 (\bar{E}^p_{eq}=0.13\%)$ にて) であった. 計算時間の関係上これ以後の計算は打ち切っている. Fig. 3 に見られる塑性アコモデーションパラメタにおける Berveiller-Zaoui の結果 (一点鎖線) と本数値計算結果 (破線) の大きな差の主たる原因は, 彼等の解析において結晶粒内に生じる不均一変形を全く取り入れていることにあると考えられる. とくに変形初期においては結晶粒全体にまだ塑性変形 (すなわちすべり変形) が十分に発達しておらず, 弾性変形領域が存在し, このため応力およびひずみ分布の不均一性が非常に大きい. パラメタ A がほとんど一定値になると, この巨視的応力-ひずみ関係 (実線) の勾配がほとんどゼロになる事実も興味深い. すなわち, 多結晶体における変形初期のひずみ硬化は, 多結晶体の応力およびひずみの不均一分布と強く関係していることを裏づけている. また多結晶体の変形解析を行なう際にセルフ・コンシステントモデルを用いる観点から言えば, 塑性変形が進行すると塑性アコモデーションパラメタは, 急速に小さな値をとるようになるので, Sachs のモデルが適当であるように見える. しかし計算結果からもわかるように完全には $A=0$ とはならない. すなわち, セルフ・コンシステントモデルを用いて変形解析を行なう場合塑性ひずみの範囲に応じて 0 から 1 の間の適当な値を用いるのが現実的であると判断できる. また, より厳密にはパラメタ A は, 変化するものと

Fig. 6. Development of slip lines in the grain No. 12 (loading point No. corresponds to that in Fig. 3).

して取り扱うのが望ましい.

Fig. 4 と Fig. 5 は, Fig. 1 にて斜線で示された成分単結晶の応力分布の変化とひずみ分布の変化をそれぞれのミーゼス型の相当量を用いて示したものである. 図から分かるように, 成分結晶粒内の応力分布は変形が進行しても比較的一様であり, これは塑性アコモデーションパラメタ A が小さいことも関連している. 一方, 周辺の結晶粒と適合するため, 塑性ひずみはか

Fig. 7. Development of number of active slip systems N in the grain No. 12 (loading point No. corresponds to that in Fig. 3).

なり不均一に分布していることが観察される。Fig. 6 は、成分結晶粒でのすべり線の発達の様子を示したものである。ここで塑性領域の大きさの増加と塑性アコモデーションパラメタの減少との間に強い相関があることが分かる (Fig. 3 参照)。すなわち塑性領域が結晶粒全域を占めた後パラメタ A の変化 (減少) は非常に小さくなる。Fig. 7 は、活性化されたすべり系の数 N の分布の様子を示している。図から分かるように、活性化すべり系の数は小さな内部応力で周辺の結晶粒との変形適合性を保つため、変形の進行とともに大きくなっていく。また、最終的には5つのすべり系が同時に活動していることが観察される。さらに、これらの図よりすべりは必ずしも結晶粒界から発達するものではないことも確認される。これは REY⁹⁾ による実験結果と一致している。

4 結 言

本論文においては、多結晶金属材料における微視的変形メカニズムと巨視的 (平均) 変形挙動の間の関係が、多結晶金属材料を理想化した簡単ではあるが信頼性の高い物理モデルを基礎にして、有限要素法を用いて調べられた。すなわち、まず簡単な負荷条件の下でこの数値実験により塑性変形の微視的特長の詳細 (成分単結晶粒内のすべり線の発達と活動すべり系の数、応力・ひずみの不均一分布およびその変化など) が明らかにされた。これらのデータは、いずれも現段階で

は実験的にも理論解析的にも得ることが大変難しいものである。更にこれらの微視的変形特性およびその変化を、多結晶体の巨視的 (平均) 挙動に結びつけ説明することができた。同時に、多結晶体の変形解析に有力な手法と考えられているセルフ・コンシステントモデルにおける重要因子である塑性アコモデーションパラメタを見積った。その結果によれば、このパラメタは必ずしも一定ではなく、変形初期には非常に大きな値を取るが、変形が進行すると比較的小さなある一定値にて近似できる段階が出現することが確認された。

参 考 文 献

- 1) G. Sachs, Z. Der V. D. L., **72**, 739 (1928).
- 2) G. I. Taylor, J. Inst. Metals, **62**, 307 (1938).
- 3) T. H. Lin, J. Mech. Phys. Solids, **5**, 143 (1957).
- 4) E. Kröner, Acta Metall., **9**, 155 (1961).
- 5) B. Budinasky and T. Y. Wu, Proc. 4th US Nat. Congr. Appl. Mech., p. 1157 (1962).
- 6) M. Berveiller and A. Zaoui, J. Mech. Phys. Solids, **26**, 325 (1979).
- 7) F. Havlíček, J. Kratochvíl, 徳田正孝, V. Lev, 日本機械学会論文集, A-**55**, 2086 (1989).
- 8) “金属データブック”, 日本金属学会編, p. 35 (1984) 丸善
- 9) C. Rey, Revue Phys. Appl., **23**, 491 (1988).