超塑性と超塑性材料の進歩 (I)

— 超塑性の現象論的記述 —

Advances in Superplasticity and in Superplastic Materials (I)

— Phenomenological Expressions of Superplasticity —

東 健 司*
Kenji HIGASHI

Key Words : Superplasticity, Superplastic Materials, Mechanism of Superplasticity, Cavitation, Applications of Superplasticity

1. はじめに

最近、粉体における微小化の傾向には目を見張るものがある。微細な固体粒子は、微粒子あるいは超微粒子と呼ばれ、 $1\mu\text{m}$ 以下のセラミック粒子や、 $0.1\mu\text{m}$ 以下の金属超微粒子が製造され、その機能性を活かした用途に利用され、新しい素材として注目され始めている。これから述べる超塑性^{*1}も基本的には合金のミクロ組織の微細化によって発現する特性である。本解説では、主として金属材料の超塑性について述べるが、最近セラミックにおいても同様な現象が見いだされ、注目されている。このセラミックの超塑性については本稿に引き続き若井氏によって解説される予定である。

2. 超塑性の背景

超塑性の大きな特徴は、低応力で非常に大きな延性を

を示すことで、世界記録辞典(通称ギネスブック)にも世界最大の延性を示す合金として図1に示すアルミニウム青銅が登録されている¹⁾。超塑性は、超電導のように特別な性質によって明確に定義された材料の状態を表すものではないので、超塑性の厳密な定義はできない。したがって、あくまでも現象論的な意味でしか用いることができない。筆者は、超塑性とは、材料の微視的構造、温度、ひずみ速度がある条件を満たすとき、その材料が破断するまでに非常に大きな延性を示す現象であると考えている。したがって、實際上あらゆる材料は、微視的構造、温度、ひずみ速度のある条件下で、超塑性を示し得るはずであるが、この条件が、速度論的に非常に瞬間的、あるいは非常に狭い範囲でしか存在しない場合にのみ、見かけ上超塑性が現れないと、筆者は信じている。

歴史的には、ある種の金属材料が低応力下で変形し、かつ異常に大きな延性を示すという超塑性現象そのものは、既に20世紀初頭に見いだされていたが、その報告は単に異常伸び値に関する現象の提示のみにとどまっている²⁻⁵⁾。その後 Pearson は、共晶合金の異常伸び値について検討を行い、脆いはずの Pb-Sn, Bi-Sn 共晶合金がゆっくり引っ張り変形すれば 2000% 近くまで伸び、これらの材料の組織が微細結晶粒から成ること、また変形中に結晶粒界でのすべりが起こっていること、大きな変形後でも結晶粒の形状が変化しないことなどを明らかにした⁶⁾。

第二次世界大戦後、ソ連研究者らにより、異常伸び値に関する系統的な検討がなされた。超塑性の語源は、このときのロシア語の СВЕРХПЛАСТИЧНОСТЬ (sverkhplastichnost) の英語への翻訳語である⁷⁾。こ

昭和63年5月10日受付

*大阪府立大学工学部(〒591 堺市百舌鳥梅町4-804)

TEL 0722-52-1161 内線 2347

〈著者紹介〉

昭和57年大阪府立大学工学部後期博士課程終了、日本学術振興会奨励研究員を経て、昭和59年同大学助手、昭和61年より英国マンチェスター大学に留学、現在に至る。工学博士。

専門：材料物性工学、材料のミクロ組織構造の制御と機能性に関する研究。現在、超塑性を利用した難加工材の高温塑性を研究している。

注*1) 超塑性には、構造型超塑性 (Structural superplasticity, わが国では、微細結晶粒超塑性と呼ばれている) と変態超塑性 (Environmental superplasticity) の2種類あるが、材料自身の特性として超塑性を有するのは微細結晶粒超塑性である。この解説では前者に限って解説しているので、単に超塑性と略記する。

図1 Cu-10Al-6Ni-5Fe-2Mn合金(JIS C 6301P)にて5500%超塑性伸び値を示した例¹⁾
(A) 変形前, (B) 変形後

のソ連の一連の研究の解説が Underwood によって紹介され、これを機に活発な超塑性研究が行なわれるようになった⁸⁾。

超塑性研究の発展に大きく貢献したMITのBackofenの業績は忘れてはならないものである⁹⁻¹²⁾。Zn-Al共析合金の超塑性現象を詳細に検討し、次式で表される有名な超塑性流動応力の現象論的基礎式を提案した⁹⁾。

$$\sigma = K \dot{\epsilon}^m \quad (1)$$

(σ : 変形応力, $\dot{\epsilon}$: ひずみ速度, K , m : 試験温度や結晶粒径に依存した定数)。特に, m 値はひずみ速度感受性指数と呼ばれ,

$$m = \partial \log \sigma / \partial \log \dot{\epsilon} \quad (2)$$

と定義されて、超塑性流動の安定性に大きな影響を持つことが種々の超塑性合金について明らかにされた。また、金属組織学的検討より、結晶粒径の応力およびひずみ速度依存性を明確にした⁹⁻¹²⁾。

Backofen らの研究による超塑性の現象論的解析は、その後の超塑性の基礎研究の指針となるもので、その現象論的解釈は今でも超塑性の変形機構を考察する上で中心的役割を果たしている。

1970年代に入ると、超塑性を工業的に応用しようとする試みが盛んになり、新しい超塑性材料の開発が活発化した。しかし超塑性材料は、その製造工程の困難さや煩雑さに起因した高い素材費や熱間での長い加工時間などの欠点のため、高価で付加価値の高い製品にしか利用されなかった。したがって超塑性の工業化は、アルミニウム合金やチタン合金を主流とした宇宙航空機産業において台頭してきた。図2は、超塑性アルミニウム合金の研究論文の傾向を示したものであるが、超塑性発現を主目的とする合金開発から、使用時の機械的諸特性を考慮した合金、そして組織制御法の発達に伴い既存実用合金の超塑性組織制御へと展開した経緯が明確に示されている¹³⁾。さらに最近では、ニッケル基合金やセラミックなどの難加工材の加工方法にも応用され始めている。

こうした動向は、ここ数年の超塑性に関する国際会議の頻繁な開催頻度からもうなづける。超塑性に関す

図2 超塑性アルミニウム合金に関する研究発表の動向¹³⁾

図3 超塑性に関する研究開発の動向と歴史的トピックス¹⁴⁾

る研究開発の動向と歴史的トピックスをまとめたのが図3である¹⁴⁾。世界的に超塑性への関心が高まりつつあることがわかる。

我国では、日本機械学会の“超塑性材料の加工性に関する研究会”を母体として、10年前に超塑性研究会が発足し、現在この研究会を中心に多くの研究結果が報告されている¹⁵⁻²³⁾。また産官学共同による通産省の次世代産業技術基礎制度の中に超塑性が取り上げられ、盛んに研究が進められ、その一部がすでに報告され始めている²⁴⁾。さらに航空宇宙工業会では、超塑性合金の研究開発にたいし、その航空宇宙用機器への超塑性合金の使用予測をまとめている²⁵⁾。革新航空機技術開

発に関する研究調査および航空機部品・素材産業振興に関する研究調査においても、超塑性の研究調査の成果の一部を報告している^{26, 27)}。

外国でも、こうした超塑性にたいする産官学共同研究の傾向が強くなりつつあるようで、超塑性を世界に先駆けて工業的に実用化した英国では、航空機産業界とは別の民間産業界での超塑性成形技術の利用が英国政府によって促進され²⁸⁾、これに対応すべく英国超塑性成形グループが産学共同で1987年1月に結成された^{29, 30)}。

最近の産業界の風潮である“多品種少量生産時代の到来”に対応すべく超塑性が工業的生産技術としての地位を築きつつある。今後、超塑性は広範囲な産業界において利用されることが期待されるわけであるが、最近、こうした動向に対処すべく、超塑性材料の特性標準化に関する調査報告書が、超塑性材料の特性評価法調査委員会にてまとめられつつある³¹⁾。

3. 超塑性特性の定量的記述

3.1 超塑性変形と局部くびれ(ネッキング)

超塑性変形においては、図1に示すように局部くびれを生じないで異常な変形量を得ることができる。式(1)によると、 m 値が大きいほどわずかなひずみ速度の変動にたいして応力は大きく変化する。局部くびれが材料の微小領域で発生すると、その領域でのひずみ速度が増加し、そのため応力も急増する。すなわち、局部くびれの発生した領域の軟化(変形応力の低下)を補う、ひずみに誘起された硬化が生じる。したがって、 m 値が大きいほど発生した局部くびれの成長を阻止す

る作用として働く硬化の程度は大きくなり、軟化と硬化の定常状態が得られ、塑性安定性が動的に保たれ、その結果大きな伸び値が得られる。

すなわち大ざっぱに言って、 m 値が大きいほど超塑性は顕著になる。現在図4に示すような超塑性伸び値と m 値との間により相関性が種々の合金において明らかにされつつあり^{32, 33)}、超塑性材料の超塑性能力の目安として、 m 値は重要である。

3.2 超塑性の発現条件

超塑性は、材料の微視的構造、温度、ひずみ速度がある条件を満たすときに現出する巨大延性である。したがってその超塑性発現条件は、材料の微視的構造(内的因子)と、温度およびひずみ速度(外的因子)の二大因子の兼ね合いで決まる。この因子が超塑性特性におよぼす影響を理解することは、超塑性発現の必要条件を把握するのみならず、超塑性材料の一般的な特徴を理解することができる。

そこでまず、現在までに報告された超塑性材を表1

図4 超塑性伸び値と m の関係

表1 超塑性材料一覧表

合金系	温度[K]	ひずみ速度[s ⁻¹]	m 値	伸び値[%]	組織(粒径 μ m)	参考文献
Bi-43Sn	293	—	—	1950	共晶	6
Sn-5Bi	293	$10^{-3} - 10^{-2}$	0.7	> 1000	1 - 2 μ m	38
Sn-38Pb	293 - 443	10^{-3}	0.7	> 4850	2 - 3 μ m	10, 12, 39 - 43
Zn-22Al	293 - 573	$10^{-3} - 10^{-2}$	0.7	2900	共析(1 - 4 μ m)	9, 10, 44 - 50
Zn-40Al	523 - 573	$10^{-3} - 10^{-2}$	0.7	1300	1 - 4 μ m	45, 51 - 53
Zn-50Al	523 - 573	$10^{-3} - 10^{-2}$	0.3	1000	1 - 4 μ m	53
Zn-22Al-4Cu	293 - 523	$10^{-3} - 10^{-2}$	0.5	1000	1 - 2 μ m	54, 55
Zn-22Al-0.2Mn	293 - 523	$10^{-3} - 10^{-2}$	0.5	1000	—	55
Mg-34Al	623 - 673	$10^{-3} - 10^0$	0.9	2100	共晶(2 - 10 μ m)	56 - 58
Mg-6Zn-0.5Zr	503 - 583	$10^{-3} - 10^{-2}$	0.5	> 1000	1 - 5 μ m	59, 60
Al-33Cu	653 - 798	$10^{-4} - 10^{-3}$	0.9	1150	共晶(2 - 8 μ m)	11, 61 - 64
Al-6Cu-0.5Zr	673 - 773	$10^{-3} - 10^{-2}$	0.5	2000	亜結晶粒(1 μ m以下)	65 - 67
Al-11Zn-1Mg-0.4Zr	823	10^{-3}	0.9	1550	7 μ m	68
Al-6Zn-2Cu-2Mg-0.2Cr	789	10^{-4}	0.7	> 1000	10 - 15 μ m	69
Cu-10Al-4Fe	1073	$10^{-4} - 10^{-3}$	0.6	1200	共晶(5 μ m)	70, 71
Cu-10Al-6Ni-5Fe-2Mn	1073	$10^{-3} - 10^{-2}$	0.7	> 5500	二相等量(2 μ m)	72
Fe-25Cr-7Ni-3Mo-1Mn	1223	10^{-3}	0.5	> 2500	δ/γ 又は γ/σ 二相組織	73
Fe-2C-2Cr-1Mn-0.2Si	923 - 1173	$10^{-4} - 10^{-2}$	0.5	1155	二相組織(1.5 μ m以下)	74
Ti-6Al-4V	1023 - 1273	$10^{-3} - 10^{-2}$	0.9	1000	二相等量(4 μ m以下)	75, 76
Zr-0.1-2O ₂	1073 - 1323	$10^{-4} - 10^{-2}$	0.6	2500	二相組織(5 μ m)	77

に示す。すでに述べたように、何を超塑性の根拠とするかは、本質的に不明確であるため、この表に取り上げた材料は、筆者の判断で、充分超塑性が長時間継続したものだけに限った。広範囲な超塑性材の事例については他の文献を参照されたい³⁴⁻³⁷⁾。

表中には内的因子として合金組成と組織構造を、そして外的因子として温度とひずみ速度範囲を、また超塑性特性として、得られた最大伸び値と超塑性能力の目安としての m 値を各々示している。

超塑性は、あらゆる合金系で認められているが、その発現条件を総括すると、以下に列記するような内的因子と外的因子になる。

3.2.1 内的因子

(1) 微細ミクロ組織であること (たとえば、結晶粒径がマイクロオーダーである)。

(2) ミクロ組織が均一で、等方性を有すること (たとえば結晶粒が等軸で、その粒径のばらつきが少ないこと)。

(3) ミクロ組織の熱的安定性、すなわち結晶粒成長速度が小さいこと (たとえば共析、共晶合金のような複相組織、あるいは高融点微細粒子を分散した単相組織)。

3.2.2 外的因子

(1) 融点の半分以上の高い温度

(2) $10^{-4} \sim 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 程度の比較的低いひずみ速度範囲。

上述の超塑性発現条件からわかるように、特に内的因子である材料の微視的構造を制御することが重要である。それ故最近では内的因子の条件を踏まえ、図2に見られるように、超塑性を発現させるための組織制御、すなわち加工熱処理法が盛んに研究されている。この加工熱処理法については詳細に後述する。

3.3 超塑性の一般的特徴

超塑性材料の一般的な特徴を典型的な例を示しながら説明する。

3.3.1 ひずみ速度感受性指数 (m 値)

式(1)、(2)にて、超塑性を示さないときは $m < 0.2$ 程度であり、超塑性を示すときには $m > 0.5$ である。したがって、超塑性材料は流動応力のひずみ速度依存性が顕著である。流動応力は、ひずみ速度とともにほぼ2オーダーにわたって変化する。この流動応力のひずみ速度依存性の典型例は図5に示すようなS字型曲線になり、 m 値の大きさにより3領域に分類される。この依存性は、ほとんどの超塑性材に共通した特徴であり、大きな m 値の得られる中間のひずみ速度域が超塑

性領域である。

3.3.2 流動応力および m 値の温度依存性

超塑性材は、図6に示すような流動応力および m 値の温度依存性を示す⁶⁸⁾。温度の増加により流動応力 σ は全体的に低下し、いっぽう m が最大値を示すひずみ速度(超塑性領域)は高ひずみ速度側に移行する。低ひずみ速度においては、室温と超塑性温度との間には、流動応力は100倍程度の差が生じる。

3.3.3 流動応力および m 値の結晶粒径依存性

図7は、超塑性材の流動応力および m 値の結晶粒径依存性を示している⁶⁸⁾。結晶粒径が減少すると、流動応力は全体的に低下し、また超塑性領域はひずみ速度の高い方へ移行する。

3.3.4 変形後の結晶粒の等方性

超塑性材料は、図8に示すように、変形とともに結晶粒径の成長が観察されるが、1000%変形後でも、変形開始時の結晶粒の等方が維持されている。

3.3.5 結晶粒径すべり

一般に多結晶体を変形すると、結晶粒の形状の変化

図5 流動応力、 m 値のひずみ速度依存性を示す模式図

図6 流動応力、 m 値の温度依存性⁶⁸⁾

図7 流動応力, m 値の結晶粒径依存性⁶⁸⁾

は、図9のように大別される。両者の違いは、隣接粒相互の相対的位置関係にある。つまり(A)非均質変形では、隣接粒相互の相対的位置が変化するが、(B)準均質変形では、その位置関係が変形を通じて変化しない。さらに(A)では基本的に結晶粒の形状は変化しない。超塑性領域においては、通常の高温変形と異なり、粒内変形は少なく、変形は粒界すべりにより生じており(A)の特徴によく対応する。

粒界すべりの観察は、マーカー法(表面に刻入したすじが粒界でずれることを利用)や、内部の結晶粒が表面に突出することなどの観察結果、走査電子顕微鏡による直接観察などで確認されている^{78, 79)}。また、超塑性変形では、集合組織の全体的な減少が観察されるが、この一因に粒界すべりによる結晶粒の任意の粒回転が考えられている⁵²⁾。詳細は後述するが、この粒界すべりが、超塑性変形の全ひずみ量の60%から90%近くを占めており、超塑性変形の主機構と考えられてい

る。

3.3.6 活性化エネルギー

超塑性の活性化エネルギーは、固体(粒内)拡散における自己拡散の活性化エネルギーよりも小さい。そのオーダーは、後述するように、超塑性変形を律速している相の粒界の自己拡散の活性化エネルギーに近い値である。

3.4 超塑性の変形機構モデル

超塑性材料および超塑性特性の一般的な特徴を述べてきたが、ここではこれらを総括し、超塑性の変形機構モデルについて概説する。

従来の塑性変形モデル、すなわち転位運動に基づく結晶学的すべり、あるいは高温、低応力での物質移動、すなわち拡散クリープのみ(図9(B))に対応)では、結晶粒の等方性といった超塑性の本質的特徴を十分に説明することはできない。超塑性変形の主機構は、基本的に粒界すべりであることは疑う余地はない(図9(A))

図9 等軸多結晶体の変形に伴う形状と位置の変化
(A) 非均質変形
(B) 準均質変形

図8 超塑性変形中の結晶粒の等方性とひずみ誘起粒成長
(a) $\epsilon=0$, (b) $\epsilon=2.4$ まで変形するのに要する時間、静的に加熱保持した試料の粒径
(c) $\epsilon=0.7$, (d) $\epsilon=1.8$, (e) $\epsilon=2.4$

に対応)。したがって超塑性変形モデルは、粒界すべりに伴う付随調整機構(Accommodation)の違いにより大別される。この付随調整機構とは、粒界すべりを緩和する結晶粒自体の粒界近傍に限った局所の変形あるいは物質移動の律速過程を意味する。

いま図10に示すような幾何学的関係において、粒界すべりが生じた結果、粒界あるいは粒界三重点付近で必然的に結晶粒同士の重畳や空洞が発生する。これら进行调整するために粒界移動または物質移動が起らなければ、固体としての連続性が失われてしまう。この付

表2 超塑性変形モデルの比較と状態方程式⁹⁵⁾

モ デ ル の 種 類	状 態 方 程 式
(1) 拡散による付随調整モデル	
(a) AshbyとVerrallによる拡散を伴う粒界すべりモデル ⁸⁰⁾	(a) $\sigma = \text{const.} \quad \dot{\epsilon}^n \dots d^p \exp\left\{\frac{Q}{RT}\right\}$
(2) 転位運動による付随調整モデル	
(2)-(1) 転位の集積(dislocation pile-ups)を考慮する場合	
(2)-(1)-(1) 結晶粒内での転位の集積	
(b) 数個の結晶粒群が一単位としてすべり変形する場合を考慮したBallとHutchisonによるモデル ⁴⁶⁾	(b) $\frac{\dot{\epsilon} k T}{D_{gb} G b} = 200 \left(\frac{b}{d}\right)^2 \left(\frac{\sigma}{G}\right)^2$
(c) 個々の結晶粒がすべり変形する場合を考慮したMukherjeeによるモデル ⁸¹⁾	(c) $\frac{\dot{\epsilon} k T}{D_{gb} G b} = 2 \left(\frac{b}{d}\right)^2 \left(\frac{\sigma}{G}\right)^2$
(2)-(1)-(2) 結晶粒界あるいは相界面での転位の集積	
(d) 粒界での転位の上昇とすべり運動を考慮したMukherjeeによるモデル ⁸¹⁾	(d) $\frac{\dot{\epsilon} k T}{D_{gb} G b} = (75 \sim 150) \left(\frac{b}{d}\right)^2 \left(\frac{\sigma}{G}\right)^2$
(e) 粒界三重点に集積した粒界転位の運動を考慮したGifkinsのモデル ⁸²⁾	(e) $\frac{\dot{\epsilon} k T}{D_{gb} G b} = 64 \left(\frac{b}{d}\right)^2 \left(\frac{\sigma}{G}\right)^2$
(f) 二相合金における異相界面での粒界転位の運動を考慮したGittusのモデル ⁸³⁾	(f) $\frac{\dot{\epsilon} k T}{D_{IPB} G b} = 53.4 \left(\frac{b}{d}\right)^2 \left\{\frac{(\sigma - \sigma_0)}{G}\right\}^2$ σ_0: しきい応力
(2)-(2) 転位の集積を伴わない単転位の運動を考慮する場合	
(g) 粒内の転位クリープ速度が粒界すべりを律速するHayden, FloreenとGoodellらのモデル(このモデルは、後述するいくつかの付随調整モデルを複合したモデルの代表例) ⁸⁴⁾	(g) $\frac{\dot{\epsilon} k T}{D_p G b} \propto \left(\frac{b}{d}\right)^3 \left(\frac{\sigma}{G}\right)^2, \quad (T < T_c)$ $\frac{\dot{\epsilon} k T}{D_e G b} \propto \left(\frac{b}{d}\right)^2 \left(\frac{\sigma}{G}\right)^2, \quad (T > T_c)$ T_c: 臨界温度
(h) SpingarnとNixらによるすべり帯モデル ⁸⁵⁾	(h) $\frac{\dot{\epsilon} k T}{D_{gb} G b} = 100 \left(\frac{b}{d}\right)^3 \left(\frac{\sigma}{G}\right)$ (低応力) $\frac{\dot{\epsilon} k T}{D_{gb} G b} = (\text{const.}) \left(\frac{d}{b}\right) \left(\frac{\sigma}{G}\right)^5$ (高応力)
(i) 界面近傍の格子転位の運動を考慮したArieliとMukherjeeらのモデル ⁸⁶⁾	(i) $\frac{\dot{\epsilon} k T}{D_{gb} G b} = \frac{4 \pi \omega}{h Z^2 \tan \frac{\theta}{2}} \left(\frac{b}{d}\right)^2 \left(\frac{\sigma}{G}\right)^2$ θ: 傾角, h: すべり長さ単位 ω: 転位の曲率 Z: 境界の長さ
(3) Characteristic-Area Conceptによるモデル	
(j) 定常流動状態のCharacteristic-Area概念を超塑性に適用したBurtonのモデル ⁸⁷⁾	(j) $\dot{\epsilon} = B \frac{D_{gb} G b}{k T} \left(\frac{b}{d}\right)^2 \left(\frac{\sigma}{G}\right)^2$ B: 定数
(4) いくつかの付随調整モデルを複合したモデル	
(k) Gifkinsによる粒の突出と転位によるモデル ⁸⁸⁾	(k) $\frac{\dot{\epsilon} k T}{D_{gb} G b} = 64 \left(\frac{b}{d}\right)^2 \left(\frac{\sigma}{G}\right)^2$
(l) PerevezentsevとRybinによるモデル ⁸⁹⁾	(l) _____
(m) Geckinliによるマクロとミクロの付随調整モデル ⁹⁰⁾	(m) $\dot{\epsilon} = \frac{1.25 \delta D_{gb} d^3}{K_v^2 k T} \left(\sigma - \frac{22.7 \Gamma}{d}\right)$ Γ: 粒界自由エネルギー K_v: 一粒での拡散量
(n) HazzledineとNewburyによるモデル ⁹¹⁾	(n) _____
(o) SchneibelとHazzledineによるモデル ⁹²⁾	(o) _____
(p) SueryとBaudaletのモデル ⁹³⁾	(p) $\dot{\epsilon} \approx \left(\frac{1 - \alpha}{\alpha}\right)^2 \frac{\sigma^2}{L_\beta^2 k T} \exp(-Q/RT)$ α: α相分率 L_β: β相サイズ

D_{gb} : 粒界拡散係数, D_{IPB} : 界面拡散係数, D_e : 粒内拡散係数, D_p : ペイプ拡散係数

図10 粒界すべりによる結晶粒の変化
(結晶粒同士の重量や空洞が発生する)

随調整機構を、拡散流動または転位の運動、あるいはその両者の組合せで説明しようとする種々の超塑性機構モデルが提案されている。表2に現在までに発表された代表モデルとそれらの状態方程式を比較して示す。これらの構成方程式については後述する。

3.4.1 拡散を伴う粒界すべりモデル

この代表例は、AshbyとVerrallによって提出されたモデルである⁸⁰⁾。図11にこのモデルによる変形の基本現象を示すが、図9(A)に示した非均質変形が基本になっている。隣接粒同士の関係の変化は、図中に示した4個の結晶粒を基本単位として考えることができる。基本単位の最初の変形量は55%であるが、隣接粒子の交換の繰り返しにより1000%程度の全変形量を得ることが可能である。また、各結晶粒は、相互に粒界すべりを起こすが(a)、このすべりは拡散クリープ、すなわち粒内拡散(Nabarro-Herringクリープ)または粒界拡散(Cobleクリープ)による物質移動によって整合される(b)。粒界の整合が、このモデルの過程のような拡散によって行なわれるときの拡散径路の距離は、図12に示すように単純な粒内拡散または粒界拡散の場合と比較してかなり短いという利点があり、そのひずみ速度は7倍程度の大きなものとなる。

3.4.2 転位の運動を伴う粒界すべりモデル

BallとHutchison⁴⁶⁾、Mukherjee⁸¹⁾は、粒界すべりを緩和する機構として、粒内での転位の運動によるす

図11 隣接関係の交換による変形の基本現象:結晶粒は粒界ですべり、整合のためのひずみを受ける。4個の粒のグループの最終的なひずみは55%であるが、各粒の形は変わらない⁸⁰⁾

図12 拡散によって移送される物質の量⁸⁰⁾
(a) 隣接関係を交換する過程における緩和のためのひずみ。
(b) Nabarro-Herring型の準均質変形のときのひずみ。

べり変形モデルを提案した。粒界すべりに伴って結晶粒内部で運動転位が生成するが、これらの転位は反対側の粒界に集積(pile-up)し、粒界すべりは阻止される。しかし、集積した先頭の転位が粒界へ上昇運動して消滅することによって再び粒界すべりが継続できるようになる。これらのモデルでは、粒界すべりは粒界での転位の上昇運動により律速される。両者の違いは、図13に示すように、粒内転位の生成が、(a)結晶粒群が集団で粒界すべりすることによって起こるか、あるいは(b)単独の結晶粒で起こるかである。これらのモデルは超塑性の特徴を非常によく説明しているが、機

図13 転位集積モデル
(a) Ball & Hutchinson モデル⁴⁶⁾
(b) Mukherjee モデル⁸¹⁾

図 14 粒界すべりの Gifkins モデル⁸²⁾

構の中核をなす粒内転位の集積が実際に観察されないという点で問題が残る。

こうした粒内転位の運動を基調とするモデルにたいし Gifkins は、図 14 に示すような粒界転位の運動を考慮したモデル⁸²⁾を提案している。粒界に上昇運動した粒界転位は、粒界三重点に集積する。やがて集積した粒界転位は粒内転位となり、粒界のごく近傍を運動し、結晶粒回転を容易にする。これらの転位は消滅したり、新しい粒界転位に再変化したりする。このモデルでは、転位運動は粒界のごく近傍に限定されるため、粒内転位が観察されないことをうまく説明している。Gifkins は、この転位運動が限定される粒界のごく近傍のことをマントルと名づけている。この機構は粒界拡散クリープモデルと基本的には同等と考えることができる。

3.4.3 付随調整モデルを組み合わせたモデル

代表的な付随調整機構の概略を述べてきたが、単一機構のモデルのみでは、超塑性の一般的特徴のすべてを十分に説明しきれないことは事実である。そこで、いくつかの付随調整機構を組み合わせて考えるようになった。その最初のものは Hayden らのモデル⁸⁴⁾であるが、やはりこの組合せモデルの代表例は、Gifkins によって提案された粒の突出と転位運動とを組み合わせたモデル⁸⁸⁾であろう。

Gifkins は、Ashby と Verrall モデルの遷移過程における結晶粒形状の変化(図 11 (b)の状態)の非合理性

図 15 Gifkins の粒突出モデル⁸⁸⁾

- (a) 空隙の出現, (b) 空隙の成長と突出による充満
(c) 整合性の回復(マントル機構)
(d) 同様の現象が 5 ケ所で生じる

と、幾何学的モデルの三次元表現の必要性から、図 15 に示すようなモデルを提案している。まず 4 個の結晶粒が、一単位として粒界すべりした結果、その中央に空隙を生じる。その空隙は成長するが、やがて、一段下の層から新しい結晶粒が突出してその空隙を充満する。最初の 4 個の結晶粒と新しい突出粒との粒界三重点は、前述した彼の最初のモデルによるマントルでの物質移動で調整されるわけであるが、この付随調整経路の距離が非常に小さいことが特徴である。また、このモデルでは、全体として、5 カ所で同時にこの付随調整機構が起こり得る。

以上、今までに提案された超塑性変形機構モデルを概略してきたが、これらのモデルから予想されるミクロ組織的あるいは位相幾何学的特徴を、実際の実験観察結果と比較検討したものが、表 3 である。各モデルとも、実験結果をよく説明することができるが、このことは逆に超塑性変形の多様性を意味している。こうした超塑性変形の多種雑多な性質は、異なる機構が局部的な領域で微視的にそれぞれ生じていることに起因している。

表 3 ミクロ組織的あるいは位相幾何学的特徴と実験結果の比較⁹⁵⁾

実験からの判定	Exptly. Re-quired	Ashby-Verrall	Ball-Hutchison and Mukherjee	Mukherjee	Gifkins	Gittus	Hayden et. al	Spingarn-Nix	Arieli-Mukherjee	Newbury-Hazzledine Schnelbel-Hazzledine	Pervzev-Rybin	Geckinli	Suery-Baudelet
a. 粒界すべり	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes
b. 粒界移動	yes	*	*	*	yes	*	*	*	yes	yes	yes	*	yes
c. 等軸粒	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes
d. 粒回転	yes	yes	*	yes	yes	*	*	*	yes	yes	yes	*	yes
e. 立体的粒再配列	yes	*	*	*	yes	*	*	*	yes	yes	*	yes	*
f. 転位の活動と集積	yes	*	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	*	yes
g. 粒界構造	yes	no	no	no	no	no	no	no	yes	no	yes	no	no

(a) 粒の突出
(b) Fridel クリープ
(c) マントル内での上昇とすべり
(d) 位置交換
(e) 大きな粒や軟相での局部的すべり
(f) 粒回転

図 16 Gifkins モデル⁹⁴⁾

最近 Gifkins は、超塑性の微視的多様性効果と名付けた図 16 に示すような総合的モデルを提案している⁹⁴⁾。まず図中に示すような微細粒からなる立体的な粒界ネットワークを考える。粒界すべりにたいして、狭い範囲のせん断パスが最大せん断力方向に沿って微視的に多く散在するから、そのときの粒界すべりは図中に示すいくつかの異なる機構によって調整され得る。これぐらいのモデルになると、もはや実験的確認を得ることは困難であろうと思われるが、現在のところ最も魅力的なモデルのひとつである。

3.5 超塑性変形の構成方程式

超塑性変形の構成方程式は前節の表 2 に示したが、以下簡単に説明する。通常、高温変形の理論的および経験的な構成方程式の一般的表現は次式ようになる。

$$\dot{\epsilon} = (AD_0 Gb/kT)(b/d)^p (\sigma/G)^n \exp(-Q/RT) \quad (3)$$

ここで、 $D_0 \exp(-Q/RT)$ ；拡散係数、 G ：せん断

係数、 b ；バーガース・ベクトル、 T ：絶対温度、 k ：ボルツマン定数、 R ：ガス定数、 d ：結晶粒径、 σ ：流動応力、 Q ：活性化エネルギー、 p ：結晶粒径指数、 $n (=1/m)$ ：応力指数、 A ：定数である。

(3)式は、次のような基本形に略記できる。

$$\dot{\epsilon} = k(d)^{-p}(\sigma)^n D_0 \exp(-Q/RT) \quad (k: \text{定数}) \quad (4)$$

したがって(4)式における $n (=1/m)$ 、 p 、 Q の各値について理論あるいは経験値が明確になれば、超塑性の本質を考察する大きな手助けとなる。

現在までの種々の機構において求められた構成方程式を、表 2 に比較検討しやすいよう基本形に変形し直して示している。また、各モデルから求められた n 、 p 、 Q の各値を実験の実験値とともに表 4 にまとめて示している。多くのモデルは、 $n=2$ 、すなわち $m=0.5$ 、 $p=2$ あるいは 3 、 $Q=Q_{gb}$ （粒界の自己拡散の活性化エネルギー）の値を示している。

また超塑性材の n 、 p 、 Q の各値のひずみ速度依存性を、Edington らがまとめた超塑性の代表的な特徴とともに $\log \sigma - \log \dot{\epsilon}$ 曲線上に示したものが図 17 である⁹⁶⁾。

図 17 超塑性材の n 、 p 、 Q の各値のひずみ速度依存性と超塑性の代表的特徴⁹⁶⁾

表 4 各モデルの n 、 p 、 Q の各値と実験値の比較⁹⁵⁾

機構 定数	Ashby- Verrall	Ball- Hutchison and Mukherjee	Mukherjee	Gifkins	Gittus	Hayden et al. $T < T_c$, $T > T_c$	Spingarn- Nix 低応力 高応力	Arieli- Mukherjee	Burton	Geckinli	Suery- Baudalet	実 験 値
n	限定 1	2	2	2	限定 2	2 2	1 5	2	2	限定 1	2	-2
p	2-3	2	2	2	2	3 2	3 -1	2	2	3	2	2-3
Q	$Q_{gb}-Q_v$	Q_{gb}	Q_{gb}	Q_{gb}	Q_{ipb}	Q_p Q_v	Q_{gb} Q_{gb}	Q_{gb}	Q_{gb}	Q_{gb}	Q_{ipb}	$Q_{gb}(T \leq 0.9T_m)$ $Q_v(T \geq 0.9T_m)$

(T_c ：パイプ拡散から体拡散へ移行する臨界温度、 Q_{gb} ：粒界の自己拡散の活性化エネルギー、 Q_v ：粒内の自己拡散の活性化エネルギー、 Q_p ：パイプ拡散の活性化エネルギー、 Q_{ipb} ：異相界面の拡散の活性化エネルギー、 T_m ：融点)

(次回へ続く。なお著者の都合により引用文献は次回に掲載いたします)