

© 1992 ISIJ

解 説

超塑性変形と変形誘起結晶粒成長

佐藤 英一*・栗林 一彦*²・堀内 良*³

Superplasticity and Deformation Induced Grain Growth

Eiichi SATO, Kazuhiko KURIBAYASHI and Ryo HORIUCHI

1. はじめに

結晶粒が等軸で微細な材料を、高温低ひずみ速度で変形させると、低い変形応力で変形し、破断までに非常に大きな伸びが得られる。この“微細粒超塑性 (Structural Superplasticity)”と呼ばれる現象は、古くから知られ、金属学的な研究もなされてきている¹⁾。1980年代になってからは、高強度アルミニウム合金やチタン合金およびセラミックス等の宇宙航空関連の難加工性材料の成形への利用が、試行されるようになった²⁾。もともと典型的な超塑性とは、安定な微細粒組織の材料に観察されたものであるが、現在では、不安定な未再結晶組織の材料を用いて超塑性を高速化するということが、実用面からの要求と合致し、興味をもたれている³⁾。

ところが残念ながら、現状では、安定微細粒組織における典型的な超塑性についてすら、十分な理解が得られているとは言い難い。超塑性の特徴としては、巨視的には変形応力のひずみ速度感受性指数が大きいこと、微視的には粒界すべりが大きな働きをしていること等が、一般的に認知されている。また超塑性変形中には、変形なしに加熱した場合に比べて遙かに速い粒成長が生じることも知られている。その一例として、Al-5% Mg-0.6% Mn 合金における変形部と無変形部の粒成長挙動を Photo. 1 に示す⁴⁾。従来この粒成長は、超塑性に必要な微細粒組織を自ら壊す望ましくない現象であると考えられるばかりで、あまり注目されてこなかった。しかしながら超塑性変形において、粒径の増加は変形応力の増加をもたらす、通常の加工硬化と同様に変形を安定化させる働きのあることが期待される。この粒成長による応力増加は、従来の引張試験の多くが引張速度一定の条件であったため、直接観測されることが少なかったものである。

本稿では、超塑性変形中に生じる粒成長に注目し、その挙動や変形に対する影響について、著者等の研究を中心に論じる。

2. 巨大伸張の原因

2.1 変形硬化

通常超塑性の大きな延性は、ひずみ速度感受性 (m) が大きいことで説明されている⁵⁾⁶⁾。すなわち、引張変形中のあるとき試験片の一部の変形が急に進行したとすると、 m が大きければその部分の変形応力も急に増加し、その部分のそれ以降の変形が妨げられるからである。実験的にも、破断伸びと m との間にはある程度の対応関係が報告されている⁶⁾⁷⁾。

ところで超塑性の変形応力 σ は、ひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ のほかにも結晶粒径 \bar{D} 、温度 T にも強く依存し、ひずみ ϵ にはあらわには依存しないと考えられ、通常、理論と実験の両面で式(1)の修正 Dorn の式で整理されることが多い¹⁾。

$$\dot{\epsilon} = \frac{AGb}{kT} \left(\frac{b}{D}\right)^p \left(\frac{\sigma}{G}\right)^{1/m} D_0 \exp\left(\frac{-Q}{kT}\right) \dots\dots\dots (1)$$

ここで $D_0 \exp(-Q/kT)$ は (通常は粒界拡散の) 拡散係数、 G は剛性率、 b はバーガースベクトル、 k はボルツマン定数、 A , p , m は正の定数である。

さてここで、変形中に \bar{D} が、

$$\ln \frac{\bar{D}}{\bar{D}_s} = \alpha \epsilon \dots\dots\dots (2)$$

と変化するならば、温度一定の変形中の応力は、

$$\sigma = K \left(\frac{\bar{D}_s}{\bar{D}_0}\right)^{mp} \exp(\alpha mp \epsilon) \dot{\epsilon}^m \dots\dots\dots (3)$$

と表される。ここで \bar{D}_0 は初期粒径、 \bar{D}_s は変形なしに加熱のみ行った後の粒径、 α は正の定数であり、関係のない項は K にまとめた。式(2)に関しては、第3章で

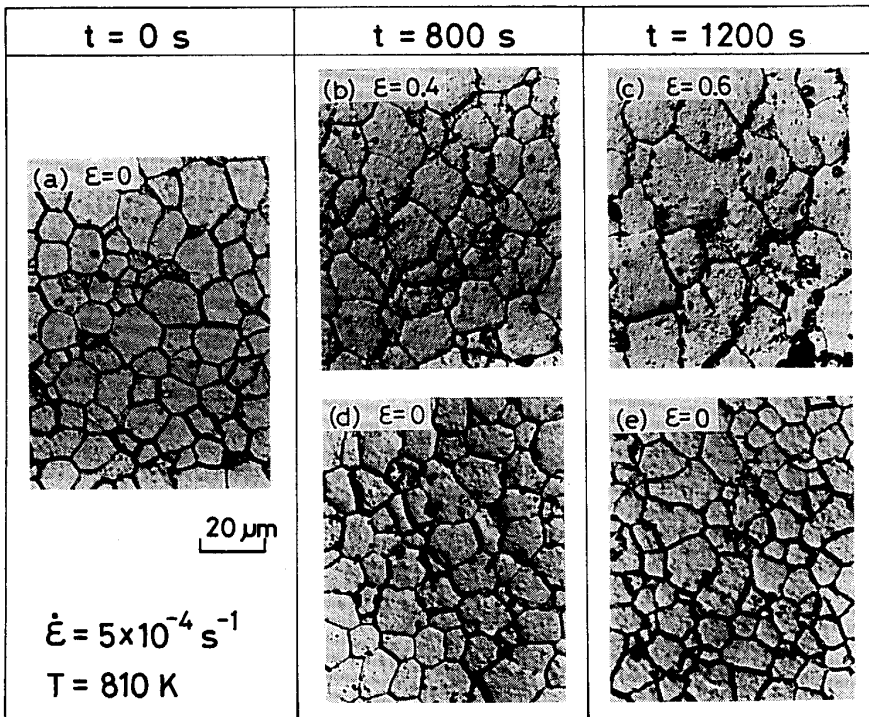
平成4年3月12日受付 平成4年5月15日受理 (Received on Mar. 12, 1992; Accepted on May 15, 1992)(依頼解説)

* 宇宙科学研究所助手 工博 (The Institute of Space and Astronautical Science)

*² 宇宙科学研究所教授 工博 (The Institute of Space and Astronautical Science, 3-1-1 Yoshinodai Sagami-hara 229)

*³ 宇宙科学研究所教授 (現: 日本大学教授) 工博 (The Institute of Space and Astronautical Science, Now Nippon University)

Key words: superplasticity; plastic instability; deformation induced grain growth; flow hardening; grain boundary sliding; grain switching.



(a) Before deformation
 (b), (c) Deformed regions where $\epsilon = 0.4$ and 0.6 , respectively
 (d), (e) Non-deformed regions of (b) and (c), respectively

Photo. 1. Examples of micro-structure evolution with and without deformation in Al-5% Mg-0.6% Mn alloy⁴⁾.

改めて述べるが、ひずみ速度一定の変形中には、(時間に依存する)静的粒成長と(ひずみに依存する)変形誘起粒成長の両者により変形応力は増加する (Fig. 1)。しかし、前者は変形応力の一様な増加をもたらすだけであるのに対し、後者は通常の加工硬化と同様に変形を安定化する働きが期待される。したがって、超塑性における変形の安定性には、 m とともに変形誘起粒成長による応力増加の効果も併せて考える必要があることになる。

粒成長による変形の安定化の指摘は Wilkinson ら⁸⁾⁹⁾ に始まるが、変形誘起/静的粒成長を区別し、前者による応力増加を“変形硬化 (flow hardening)”と名付けたのは Hamilton¹⁰⁾ である。この変形硬化の係数 γ は

$$\gamma \equiv \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \epsilon} = \alpha m p \dots \dots \dots (4)$$

と定義される。

2.2 変形の安定性

常温の塑性変形においては m はほとんど 0 であり、昔から、式(4)で定義される加工硬化の係数 γ が 1 より大きい間は変形は安定であるという Considere の条件¹¹⁾が知られている。 m と γ の両者を考慮したものとしては、Hart の解析¹²⁾がよく引用されている。彼は、変形中に偶然生成したネックが成長しないためには、均一変形部との断面積の差が大きくならなければよいと考え、 $m + \gamma \geq 1$ という安定条件を導いた。ところが、断面積は変形の進行と共に小さくなっていくので、ネックが成長しないためには、ネック部の均一変形部に対する断面積の比が小さくなってはいけな。このような解析は Duncombe¹³⁾ が行い、 $\gamma \geq 1$ という Considere と同じ

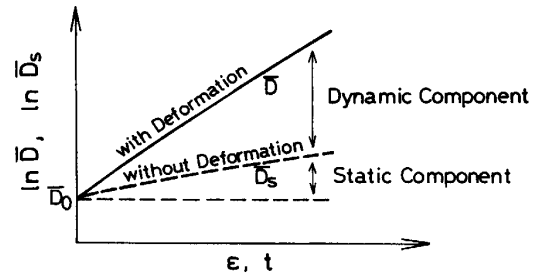


Fig. 1. Schematic diagrams of grain growth during superplasticity.

安定条件を導いた。その後、幾つかの詳細な研究が報告されている^{14)~17)}が、本質的な点は Hart と Duncombe の上記 2 条件に集約される。

通常の超塑性では、後に示すように変形誘起粒成長による γ はあまり大きくなく、Considere の条件は満たされていない。また、非常によく伸びたという試験片を観察すると、試験片平行部のくびれた部分がさらに細長くくびれ、その部分で大きな伸びを稼いでいることが多い。そこで、良い超塑性を示す条件として、

- 1) ネックが鋭く切れ込んだ形状 (sharp neck) にならず、緩やかに広がった形状 (broad neck) となり、
 - 2) ネックの最狭部が非常に細くなるまで破断しない、
- という 2 つを提案したい。2) の破断条件は、キャビテーション等の微視的挙動によって決まるものであり、 m や γ 等の巨視的なパラメータで扱えるものではない。1)

の緩やかなネック条件は、これまでの安定性の解析では触れられておらず、著者らが初めて指摘した¹⁸⁾¹⁹⁾。以下では、著者らの論理に従ってこの条件を導く。

まず試験片平行部の各点 x において、均一変形部に対する断面積の比 ϕ ($0 < \phi \leq 1$) を考え、その点におけるネックの鋭さを ϕ の勾配 $|\partial\phi/\partial x|$ で定義する。均一変形部のひずみ速度を $\dot{\epsilon}_u$ とすると、 ϕ の勾配の時間 t に対する変化率は、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left| \frac{d\phi}{dx} \right| = -\dot{\epsilon}_u \{ (2+I)\phi^I - 1 \} \left| \frac{\partial\phi}{\partial x} \right| \dots (5)$$

$$I \equiv (\gamma - 1)/m \dots (6)$$

で与えられる。これは、試験片平行部において一軸応力状態を仮定すれば、体積一定条件と荷重の釣合い条件より計算することができる。 $\{ (2+I)\phi^I - 1 \}$ が正であれば、式(5)は負となる、すなわちネックは鋭くならない。この値の正負は I の値で場合分けができ、 $0 > I \geq -1$ では常に正、 $-2 \geq I$ では常に負、 $-1 > I > -2$ ではある大きさ以上の ϕ に対しては負、それ以下の ϕ に対しては正となる。ちなみに ϕ の変化率は、体積一定条件と荷重の釣合い条件より、

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = \dot{\epsilon}_u \phi^I \dots (7)$$

と計算されることから、上記 Duncombe の条件は $I \geq 0$ で与えられ、これは当然 $\gamma \geq 1$ と等価である。

そこで、 $I \equiv (\gamma - 1)/m$ の値に対応して、変形の安定性を、次のように場合分けすることができる (Table 1 参照)。

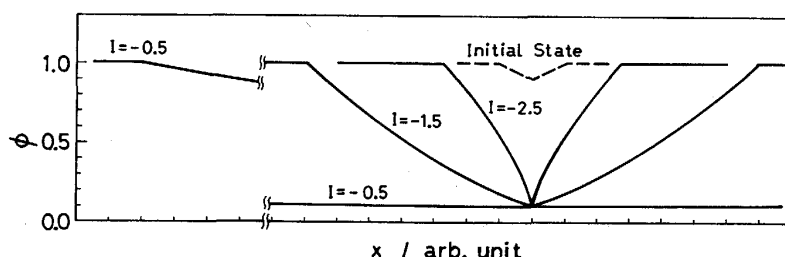
1) $I \geq 0$ では、ネックは存在しても成長しない。これは $\gamma \geq 1$ という Duncombe の条件に相当する。

2) $0 > I \geq -1$ では、ネックは成長するものの、その形状は緩やかに広がったものになる。 $m + \gamma \geq 1$ という Hart の条件は、意味は異なるが、等価である。

3) $-1 > I > -2$ では、ネックは初めは鋭くなりかけるが、最終的には緩やかに広がった形状になる。

4) $I \leq -2$ では、ネックは鋭く切れ込んだ形状になりながら、急速に成長する。

Fig. 2 には、このようなネック形状変化の典型例を示す。 $I = -2.5$ の場合には最も細い部分が最も鋭くなっており、見るからにこれ以上の伸びは期待できそうもないのに対し、 $I = -1.5$ 、 -0.5 の場合には緩やかに広がったネックが形成されており、大きな伸びが期待できる。



以上の考察より、超塑性条件として、

$$I > -2, \text{ あるいは, } 2m + \gamma > 1 \dots (8)$$

が得られる。著者らの測定によれば、Zn-22%Al 共析合金の典型的な超塑性条件では $m = 0.4$ 、 $\gamma = 0.4$ ¹⁹⁾²⁰⁾、Al-33%Cu 共晶合金では $m = 0.6$ 、 $\gamma = 0.8$ ²¹⁾ であり、どちらも式(7)の条件を満たしている。通常目安として $m > 0.3$ を超塑性条件とすることがある¹⁾が、この条件は、 $\gamma = 0.4$ の変形硬化を考えれば、等価である。

なお、このような解析から、直感的に分かりやすいパラメータである破断伸びを推定することが試みられている。たとえば、ネックの断面積が0になるときの均一変形部のひずみを材料の破断ひずみとみなし、それを m や γ の関数で表している¹⁶⁾¹⁷⁾²²⁾。しかしながら、材料の破断ひずみを理論的に求めるには、キャビテーション等の微視的挙動で決まる破断条件を明らかにしなければならない。これが明らかになっていない現在は、残念ながら理論的な破断伸びの推定は不可能であると、著者は考えている。

3. 粒成長の実際

超塑性変形中に結晶粒成長が促進されるという現象は、昔から知られており、この点に注目して変形中の粒径変化を測定した例も、幾つかの合金について報告されている^{8)~10)23)~32)}。しかしながら、微細粒組織の高温変形中に生じる種々の組織変化から、変形誘起粒成長のみを分離して取り出すことは難しい作業であり、従来厳密な解析はされてきていなかった。

特に、強加工後高温でも未再結晶状態の組織を高温変形させると、連続再結晶と呼ばれる組織変化が生じることが知られている³³⁾。これは、変形中に徐々に亜結晶粒界の粒界方位差が大きくなり、大角粒界に変化すると

Table 1. Summary of plastic instability¹⁸⁾¹⁹⁾.

I	m and γ	Behavior of a neck
$I \geq 0$	$\gamma \geq 1$	A neck does not grow
$0 > I \geq -1$	$\frac{\gamma < 1}{m + \gamma \geq 1}$	A neck grows but always broadens
$-1 > I > -2$	$\frac{m + \gamma < 1}{2m + \gamma > 1}$	A neck sharpens initially but broadens finally
$-2 \geq I$	$2m + \gamma \geq 1$	A neck becomes sharp

Fig. 2. Examples of neck evolution where a neck initially indicated by the broken line evolves into the necks indicated by solid lines according to the value of I ¹⁸⁾¹⁹⁾.

いう組織変化であり、最近話題の高速超塑性の原理と考
えられている³⁾。このとき亜結晶粒はかなり急速に粗大
化する³³⁾が、これは本稿で扱う変形誘起粒成長とは別
の現象であろう。

これとは別に、いわゆる古典的な超塑性合金といわれ
る共晶合金においても、押し出し後の再結晶が不完全で
伸張した組織が残っていると、変形初期に粒が分断する
形で等軸化するという組織変化が生じてしまう^{23)~25)}。
このような場合、定量的な議論は行いにくい。

以上のような組織変化を生じない実験条件—安定な等
軸微細粒組織—を作ったとしても、微細粒組織の高温変
形という超塑性条件では静的粒成長だけは避けることが
できない。したがって、変形中の全粒成長から変形誘起
成分のみを分離評価することが必要となる。

変形誘起/静的粒成長が独立した機構であるならば、
各瞬間の全粒成長速度は変形誘起/静的粒成長速度の和
で表すことができるが、全粒成長は変形誘起/静的粒成
長の和とは正確には一致しない。これは両粒成長の粒径
依存性が異なるためである。したがって、たとえば $(\bar{D} - \bar{D}_s)/\bar{D}_s$ という評価法が用いられたこともあり²⁸⁾、
これは著者らが導いた評価法とほぼ同じであるが(式
(11))、これを用いるには精度の検討が必要なのである。

著者らは、静的粒成長には時間 t に対する r 乗則

$$\bar{D}_s^r - \bar{D}_0^r = kt \dots\dots\dots (9)$$

変形誘起粒成長には実験式

$$\bar{D} = \bar{D}_0 \exp(\alpha \varepsilon) \dots\dots\dots (10)$$

を用いて、全粒成長からの変形誘起成分の分離法を検討
した¹⁹⁾²⁰⁾。その結果、静的成分があまり大きくない場
合については、変形誘起成分は (\bar{D}/\bar{D}_s) で近似的に評価
できることを明らかにした。 \bar{D}_0 、 \bar{D} 、 \bar{D}_s は実験的に測
定できる量である。なお、この評価法は全粒成長があま
り大きくない場合にのみ適用可能であることに注意が必
要である。

3.1 二相混合組織

Fig. 3 には、これまでに報告されている実験結果のう
ち、変形前に安定な等軸微細粒組織になっており、変形
中に結晶粒は等軸性を保っており、キャビティも生じて
いないという条件のデータについて、 (\bar{D}/\bar{D}_s) で評価し
た粒成長の変形誘起成分をひずみの関数として示した。

Fig. 3 ((a), (b), (c)) は、二相混合組織である、
Zn-22%Al 共析合金、Al-33%Cu 共晶合金、Ti-6%Al-
4%V 合金におけるものである。粒成長のうちの変形誘
起成分は、すべての材料において、 m の最大点より低
ひずみ速度側で、ひずみ速度や変形温度および初期粒径
に依存せず、ひずみにのみ比例し、

$$\ln \frac{\bar{D}}{\bar{D}_s} \left(\approx \frac{\bar{D} - \bar{D}_s}{\bar{D}_s} \right) = \alpha \varepsilon \dots\dots\dots (11)$$

と表すことができる。 α は合金系を問わず 0.3 である。
なお、粒成長の小さなうちは、式(11) 左辺と中央の式
は等価である。著者等がわざわざ \ln の式を用いる理由
は、 \ln の式を基にすると、ひずみに対する粒径で規格
化した粒成長速度が、一定値 α となるからである。

$$\frac{1}{\bar{D}} \frac{\partial \bar{D}}{\partial \varepsilon} = \alpha \dots\dots\dots (12)$$

ところで Wilkinson と Caceres⁸⁾ は、0.5%Cu 添加
Zn-22%Al 合金において、定性的には式(11)で表される
が、 α が 1.0 程度であるという、Fig. 3 (a) に示したデー
タとは異なる粒成長挙動を報告している。しかしながら、
著者等が Zn-22%Al-0.5%Cu 合金について測定したと
ころ、Zn-Al 二元合金との違いは認められなかった²⁰⁾。
つまり、固溶元素は粒成長挙動に影響を与えないと考え
られる。

一方 Fig. 3 (b) に示すように、Al-33%Cu 合金に固溶
限を超えた 0.3%Cr を添加しても、変形誘起粒成長に
は変化は認められない。ただし静的粒成長や第 I 領域
の変形応力には影響が生じている²¹⁾。つまり、第三相
粒子の分散も変形誘起粒成長には影響を与えないと考え
られる。

3.2 第二相粒子分散組織および単相組織

第二相粒子分散組織および単相組織は、もともと静的
粒成長のピン止め力が小さいため、安定な等軸微細粒組
織とすることが難しい。3.1 節初めに述べた、データと
して採用できる実験条件を満たすものは、Fig. 3 (d) に
示す Al-5%Mg-0.6%Mn 合金(第二相粒子分散組織)
と、Fig. 3 (e) に示す Sn-1%Bi 合金(単相組織)にお
けるものだけである。これらの合金においても、粒成長
のうちの変形誘起成分は、 m の最大点より低ひずみ速
度側で、ひずみ速度や変形温度および初期粒径に依存せ
ず、ひずみにのみ比例し、式(11)で表された。ただし α
の値は、Al-Mg-Mn 合金では 0.6、Sn-Bi 合金では 1.5
という大きなものとなっている。

なお Clark と Alden²⁸⁾ は、Sn-Bi 合金において $(\bar{D} - \bar{D}_0)/\bar{D}_0$ で評価した変形誘起粒成長は、 m 値が最大と
なるひずみ速度付近で最大となると結論している。しか
しながら、評価法の誤差が大きくなる静的粒成長の大き
な低ひずみ速度のデータは、 α の評価には採用しにくい。
変形誘起粒成長はひずみ速度に依存しないという上述の
結論は、低ひずみ速度のデータを除外して初めて得るこ
とができる。また、岩崎ら²⁶⁾ は、アスペクト比が 1.8
程度の 7475 Al 合金において、変形誘起粒成長は、定性
的には式(11)で表されるが、 α が 0.3 程度と小さくなる
ことを報告している。

3.3 セラミックス

超塑性を示すセラミックスは、大きく分けると、粒界
に多量の液相あるいはアモルファス相が存在するものと
存在しないものに分けることができ、多量の粒界相が存

在する場合には変形中の粒成長はほとんど生じないが、存在しない場合には顕著な粒成長が生じるとされている³⁴⁾。粒界相を持たないものの超塑性挙動は金属と同じであると期待されるが、現実はそれほど単純ではないようである。

高純度 Al_2O_3 および Y-TZP (Y_2O_3 安定化正方晶 ZrO_2 多結晶体) は、多量の粒界相を持たないセラミックスの典型とされているが、 Al_2O_3 の粒成長速度は非常に大きいのにに対し、Y-TZP の粒成長速度は小さい³⁵⁾。この理由としては、Y-TZP では、ごく微量の SiO_2 等が含まれると粒界に厚さ数 nm の薄い粒界相が形成される³⁵⁾ことが考えられる。

今のところ、変形中の粒成長の定量的な報告は数少ない。Yoshizawa ら³²⁾は、Y-TZP における粒成長の変形誘起成分は変形温度には依存せずひずみにのみ比例するという、金属とまったく同じ挙動を報告している。ただし α の値は非常に小さく、0.15 程度である。また、Y-TZP にさらに 1 wt% のガラス相を添加すると、 α の値は 0.09 程度に低下している³²⁾。

以上をまとめると、 (\bar{D}/\bar{D}_0) で評価した変形誘起粒成長は、材料を問わず、ひずみ速度、温度、粒径等に依存

せず、ひずみにのみ比例すると結論することができる。この挙動は、ひずみに対する粒径で規格化した粒成長速度が一定であることを意味する。その比例定数 α は、二相混合組織の合金においては合金系を問わずほぼ 0.3 であるが、第二相粒子分散組織や単相組織の合金ではもっと大きい値、セラミックスのうち Y-TZP ではもっと小さな値をとる。

4. 粒成長のメカニズム

超塑性変形誘起結晶粒成長について、これまでに幾つかのメカニズムが提案されている^{28)31)36)~40)}。

4.1 粒界すべりによる過剰原子空孔の生成

Clark と Alden²⁸⁾ および Senkov と Myshlyaev³¹⁾ は、粒界すべり中には非熱平衡の過剰原子空孔が生成され、これが拡散および粒成長を促進するという仮説を提案した。現在、超塑性変形中の粒界すべりの緩和機構自体の定説は得られていないが、提案されている主なモデル^{41)~43)}のどれもが、拡散を促進することはない。

まず、粒界すべりの拡散による緩和モデル⁴¹⁾は、粒界近傍では粒界の法線応力に応じて空孔密度が増減し、それが拡散緩和の原因となるというモデルである。この

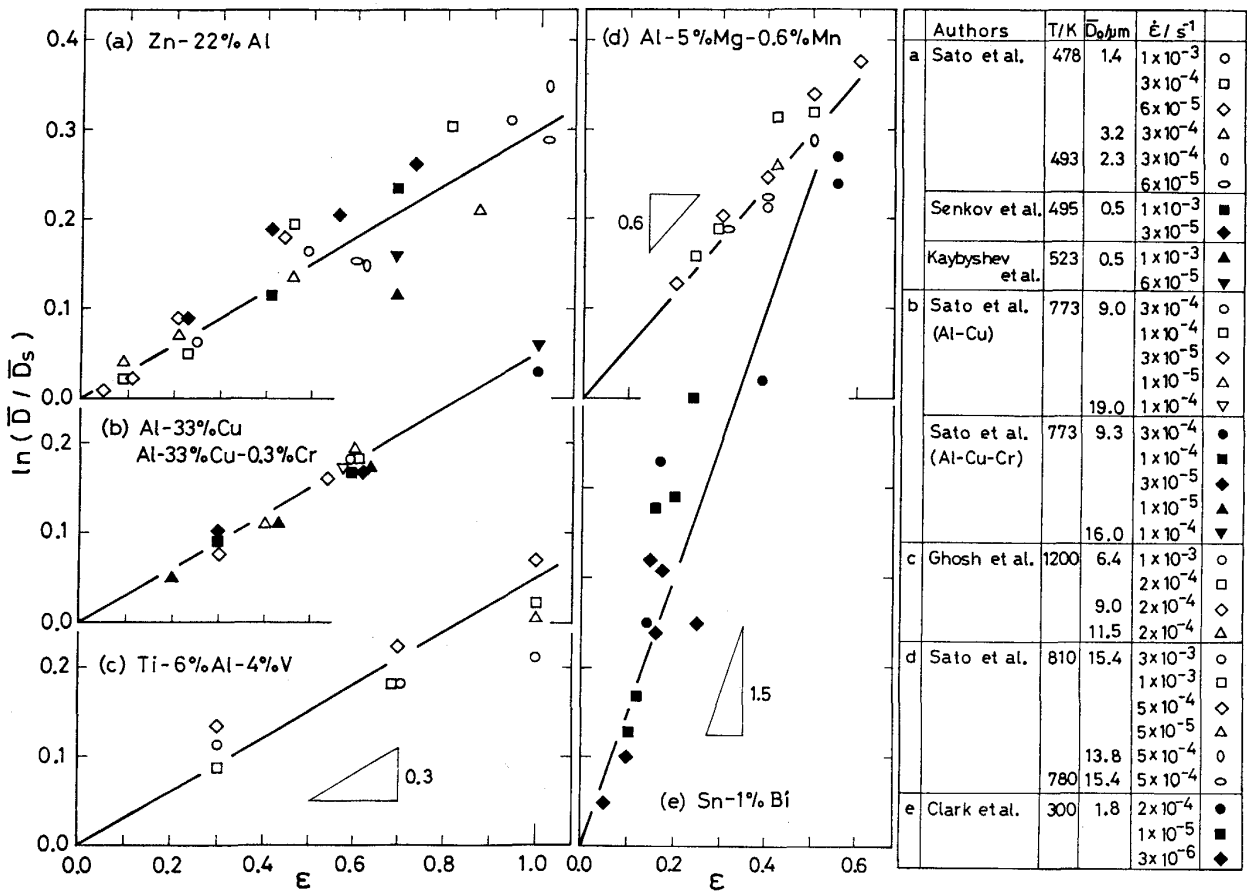


Fig. 3. Summary of previous data on grain growth induced by superplastic deformation in microduplex structure ((a), (b), (c))²⁰⁾³¹⁾²⁹⁾²¹⁾²⁷⁾, in second phase dispersed structure (d)⁴⁾ and in single phase structure (e)²⁸⁾.

場合、全粒界で平均した粒界近傍での空孔の平均密度は変化しないので、粒成長のための拡散が促進されることはない。次に、格子転位による緩和モデル⁴²⁾は、粒界すべりの障害物(粒界三重点や粒界レッジ)の前方に、緩和のための転位が堆積し、これが上昇し消滅することにより緩和が進行するというモデルである。このモデルにおいて、考え得る過剰空孔生成機構は転位同士の切り合いである。しかし、堆積して結晶学的すべりをしない転位は切り合うことはないし、また、超塑性変形中には高密度の絡み合った転位は観察されていない。最後に、粒界転位による緩和モデル⁴³⁾は、粒界すべりを粒界転位のすべり運動とみなし、三重点等に堆積した粒界転位が上昇し消滅することにより緩和が進行するというモデルである。このモデルにおいても、転位同士の切り合いによる過剰空孔生成は考えられない。

4.2 スイッチングによる粒子や粒の合体

Holm ら³⁶⁾は、第二相粒子に粒界がピン止めされ微細粒組織が保たれている合金において、スイッチングにより超塑性変形が進行する場合、粒界三重点に位置する粒子同士が合体して粗大化し、それに応じてマトリクスが粒成長するというモデルを提案した(Fig. 4 (a))。ところが、通常の第二相粒子分散組織のように第二相の体積分率が小さい場合には、第二相は粒界上に多数存在していなければ粒界を十分にピン止めすることはできない。したがって、このようなモデルは成立しない。

Wilkinson と Caceres³⁷⁾は上記モデルを二相混合組織に適用し、離れていた同相粒同士がスイッチングにより接触し、合体するというモデルを提案した(Fig. 4 (b))。しかしながら、二相混合組織では、どちらの相においても同相粒界は常に数多く存在しており、スイッチングにより同相粒が接触したときにのみ直ちにそれらが合体すると考えるのは不自然である。

4.3 粒界すべりによる損傷域あるいは粒界の引き攀れ

Wilkinson と Caceres³⁷⁾は、すべった粒界の両端には損傷が生じると仮定し、これを食うように生じる粒界移動の大きさは、大きい粒が小さい粒を食う場合(2)の方が逆よりも大きく、したがって粒成長が促進されるというモデルを提案した(Fig. 4 (c))。しかし、超塑性変形中には顕著な損傷域(高転位密度領域)は観察されていない。これとは別に Wilkinson³⁸⁾は、粒子にはピン止めされている粒界は、粒界すべりにより引き攀れを起こし、ピン止め力が小さくなって粒成長が促進されるというモデルも提案している(Fig. 4 (d))。しかし、粒界の引き攀れには非常に大きな粒内変形が必要であることから、このモデルも成り立たないであろう。

4.4 スイッチングによる粒成長の誘起

著者ら³⁹⁾⁴⁰⁾は、Morral と Ashby による結晶粒組織が局部的な不整合を含む場合に粒のスイッチング⁴⁴⁾を再検討し、次のようなモデルを提案した。

まず2次元の場合(Fig. 5)、正六角形粒が規則的に並んだ結晶粒組織において、五、七角形対という不整合は幾何学的には結晶粒組織における刃状転位に相当する。五、七角形対に斜めに引張応力を付加すると((a)→(b))、A、B、C、Dの4つの粒の間でスイッチングが生じる。これは幾何学的には転位のすべり運動で記述され、ひずみが生じたことになる。一方、五、七角形対に平行に引張応力を付加すると((c)→(g))、A、B、C、Eの4つの粒の間でスイッチングが生じて五角形のA粒は四角形に変化し(d)、まもなくこのA粒は周りの粒に食われて消滅してしまう((e)、(f))。これは幾何学的には刃状転位の上昇運動で記述され、ひずみが生じると共に粒が1つ消滅した(粒成長が生じた)ことになる。

スイッチングを結晶粒組織における刃状転位の運動とみなすならば、これは容易に3次元に拡張することができる。Kelvinの14面体粒がbcc状に並んでいる結晶粒組織の刃状転位において、半結晶粒面先端の粒は13面体か11面体であり、その先の粒は17面体か15面体である(Fig. 6)。これは2次元モデルにおける五、七角形対に対応しており、2次元モデルにおける論理は3次元においてもほとんど修正がいらぬことになる。3次元に拡張したこのモデルは、実験式である式(10)と同じ形の粒成長速度式を予測する。 α は、細かなパラメータに

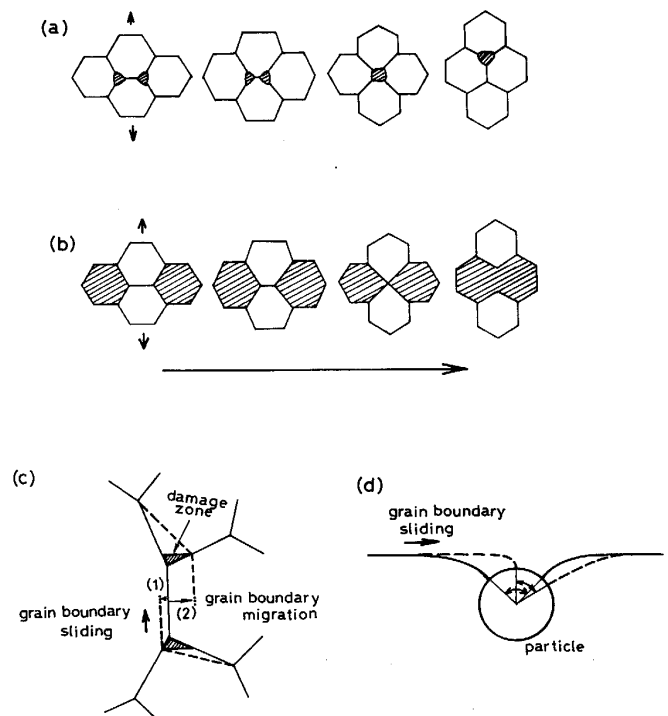
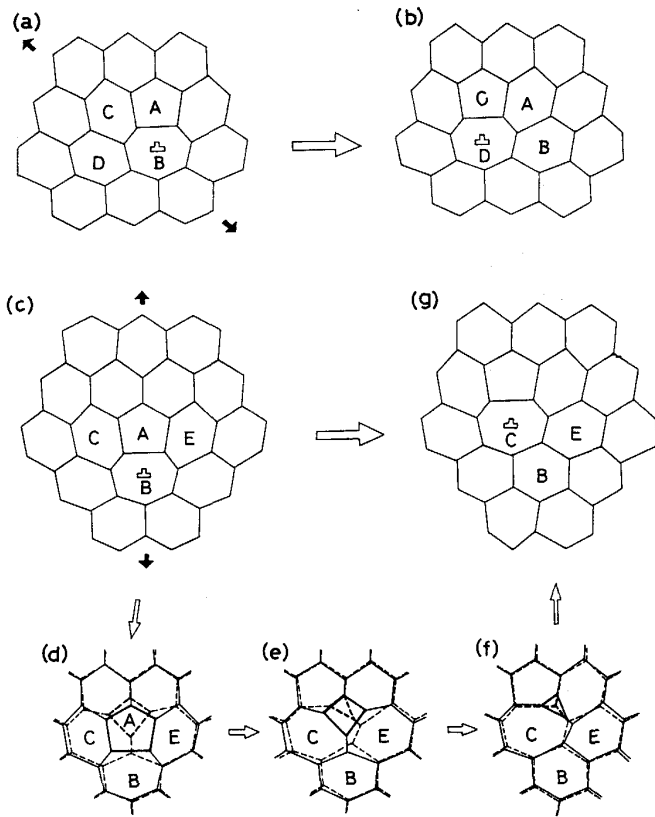


Fig. 4. Grain growth models by (a) particle coalescence by grain switching³⁶⁾, (b) grain coalescence by grain switching³⁷⁾, (c) damage zone at triple point³⁷⁾, and (d) cramped grain boundary³⁸⁾.



((a),(b)) Climb motion of 5-7 pair, which yields grain growth and strain.

((c)-(g)) Glide motion of 5-7 pair, which yields strain only.

Fig. 5. Grain growth model by grain switching at an irregularity³⁹⁾⁴⁰⁾.

より少々変化するが、いずれにせよ0.2から0.3という二相混合組織での実験値とほぼ等しい値が予測される。

このモデルの実験的な検証は今後の課題であるが、著者らは、超塑性変形および変形誘起粒成長の大筋は、このようなモデルで説明されるのではないかと考えている。

5. おわりに

安定な等軸微細粒組織をもつ材料の超塑性変形中には、変形を加えずに加熱した場合に比べかなり速い結晶粒成長が生じる。この粒成長のうちの変形誘起成分は、変形応力の増加を介して変形を安定化する働きをもつ。この変形誘起粒成長の速度式について、一般的な実験式が得られた。最後に、このような粒成長を説明し得る超塑性変形のモデルの提案が行われた。

文 献

1) たとえば超塑性と金属加工技術(超塑性研究会編)(1980)
[日刊工業新聞]

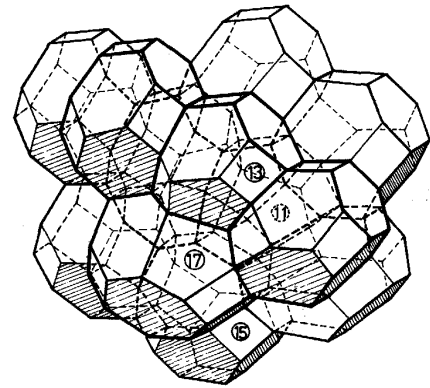


Fig. 6. Three dimensional grain structure with an irregularity³⁹⁾⁴⁰⁾.

- 2) たとえば Int. Conf. on Superplasticity, Grenoble(1985)
Int. Symp. on Superplasticity in Aerospace, Phenix(1988)
MRS Int. Meeting on Advanced Materials, Superplasticity, Tokyo (1988)
Int. Conf. on Superplasticity and Superplastic Forming, Blaine (1988)
- 3) たとえば Int. Symp. on Superplasticity in Aerospace II, Anaheim (1990)
MRS Spring Meeting, Superplasticity in Metals, Ceramics and Intermetallics, San Francisco (1990)
Int. Conf. on Superplasticity in Advanced Materials, Osaka (1991)
- 4) 佐藤英一, 板谷一弘, 栗林一彦, 堀内 良: 軽金属, **39** (1989), p. 437
- 5) W. A. Backofen, I. R. Turner and D. H. Avery: Trans. Am. Soc. Met., **57** (1964), p. 980
- 6) D. H. Avery and W. A. Backofen: Trans. Am. Soc. Met., **58** (1965), p. 551
- 7) D. A. Woodford: Trans. Am. Soc. Met., **62** (1969), p. 291
- 8) D. S. Wilkinson and C. H. Caseres: J. Mater. Sci. Lett., **3** (1984), p. 395
- 9) C. H. Caseres and D. S. Wilkinson: Acta Metall., **32** (1984), p. 415
- 10) C. H. Hamilton: Strength of Metals and Alloys, ed. by H. J. McQueen and J. P. Bailon (1986), p. 1831 [Pergamon]
- 11) C. H. Considere: Ann. Ponts et Chaussées, **9** (1885), p. 574
- 12) E. W. Hart: Acta Metall., **15** (1967), p. 351
- 13) E. Duncombe: Int. J. Mech. Sci., **14** (1972), p. 325
- 14) J. J. Jonas, R. A. Holt and C. E. Coleman: Acta Metall., **24** (1976), p. 911
- 15) M. A. Fortes: Int. J. Mech. Sci., **19** (1977), p. 483
- 16) J. W. Hutchinson and K. W. Neale: Acta Metall., **25** (1977), p. 839
- 17) F. A. Nichols: Acta Metall., **28** (1980), p. 663
- 18) 佐藤英一, 栗林一彦, 堀内 良: 日本金属学会誌, **52** (1988), p. 1051
- 19) E. Sato, K. Kuribayashi and R. Horiuchi: Proc. MRS Int. Meeting on Advanced Materials Vol. 7, ed. by M. Kobayashi and F. Wakai (1989), p. 165 [MRS]
- 20) 佐藤英一, 栗林一彦, 堀内 良: 日本金属学会誌, **52** (1988), p. 1043
- 21) 佐藤英一, 栗林一彦, 堀内 良: 日本金属学会誌, **53** (1989), p. 885
- 22) A. K. Ghosh: Acta Metall., **25** (1977), p. 1413
- 23) B. M. Watts and M. J. Stowell: J. Mater. Sci., **6** (1971),

- p. 228
- 24) G. Herrriot, M. Suery and B. Baudelet: *Scripta Metall.*, **6** (1972), p. 657
 - 25) M. Suery and B. Baudelet: *Rev. Phys. Appl.*, **13** (1978), p. 53
 - 26) 岩崎 源, 入江佳洋, 速水哲博, 東 健司, 伊藤太一郎: *軽金属*, **39** (1989), p. 798
 - 27) A. K. Ghosh and C. H. Hamilton: *Metall. Trans. A*, **10** (1979), p. 699
 - 28) M. A. Clark and T. H. Alden: *Acta Metall.*, **21** (1973), p. 1195
 - 29) O. A. Kaybyshev, I. V. Kazachkov and V. M. Rozenberg: *Fiz. Metal. Metalloved*, **36** (1973), p. 1235; 翻訳: *Phys. Metals Metall.*, **36** (1973) 6, p. 103
 - 30) F. A. Mohamed, M. M. Ahmed and T. G. Langdon: *Metall. Trans. A*, **8** (1977), p. 933
 - 31) O. N. Senkov and M. M. Myshlyaev: *Acta Metall.*, **34** (1986), p. 97
 - 32) Y. Yoshizawa and T. Sakuma: *Superplasticity in Advanced Materials*, ed. by S. Hori, M. Tokizane and N. Furushiro, The Japan Society for Research on Superplasticity (1991), p. 251
 - 33) E. Nes: *Superplasticity*, ed. by B. Baudelet and M. Suery (1985), 7-1 [CNRS]
 - 34) R. Raj: *Superplasticity and Superplastic Forming*, ed. by C. H. Hamilton and N. E. Paton (1988), p. 583 [TMS]
 - 35) C. Carry: *MRS Symp. Proc. Vol. 196*, ed. by M. J. Mayo, J. Wadsworth, A. K. Mukherjee and M. Kobayashi (1990), p. 313 [MRS]
 - 36) K. Holm, J. D. Embury and G. R. Purdy: *Acta Metall.*, **25** (1977), p. 1191
 - 37) D. S. Wilkinson and C. H. Caseres: *Acta Metall.*, **32** (1984), p. 1335
 - 38) D. S. Wilkinson: *Superplasticity and Superplastic Forming*, ed. by C. H. Hamilton and N. E. Paton (1988), p. 81 [TMS]
 - 39) E. Sato, K. Kuribayashi and R. Horiuchi: *MRS Symp. Proc. Vol. 196*, ed. by M. J. Mayo, J. Wadsworth, A. K. Mukherjee and M. Kobayashi (1990), p. 27 [MRS]
 - 40) 佐藤英一, 栗林一彦, 堀内 良: *日本金属学会誌*, **55** (1991), p. 839
 - 41) M. F. Ashby and R. A. Verrall: *Acta Metall.*, **21** (1973), p. 149
 - 42) A. Ball and M. M. Hutchison: *Metal Sci. J.*, **3** (1969), p. 1
 - 43) R. C. Gifkins: *Metall. Trans. A*, **7**, (1976), p. 1225
 - 44) J. E. Morral and M. F. Ashby: *Acta Metall.*, **22** (1974), p. 567