

# 金属材料の機械的挙動の シミュレーション\*

宮本 博\*\*, 白鳥正樹\*\*\*, 三好俊郎†, 大藤 誠††

## 1. 緒 言

単結晶の挙動と多結晶の挙動を結びつける試みは古くからなされている。これについてはいろいろの解説や論文がある。たとえば大久保<sup>(1)</sup>によると、そのためには

- (1) 単結晶の性質の測定値
- (2) 多結晶体の条件
  - ① 粒界の性質
  - ② 結晶粒の挙動と単結晶試料での測定結果の異同
  - ③ 結晶粒の相互作用
- (3) 集合組織についての情報
- (4) (1)~(3)に基づく平均操作
- (5) 多結晶体の性質の測定値

という五つの段階を考えていくことになる。著者はもちろんこれに賛成であるが、ここであえてこの問題をとりあげたのは、これまた大久保も予想しているように(4)の平均操作の理論の代わりに、個々の粒の挙動を詳しく追求していくために、FEM (有限要素法) を応用して結晶粒の挙動を追求した上で多結晶体の性質を論じることを一つの目的としている (2, 3章)。

著者の研究室は材料の破壊の機構に関心をもつものであり、それを力学的に研究する Approach を著者は破壊力学 (Fracture Mechanics, F.M.) と呼んでいる。著者は破壊力学の過去、現在および将来を好んで図1のように示す。ハッチで示したのが過去および現在の F.M. で、F.M. の今後の問題は Macroscopic, Microscopic および Statistical F.M. にある。ここで Macroscopic F.M. とは等方均質体に対する三次元線形および非線形あるいは弾塑性の破壊力学をさす。荷重は単調荷重および繰返し荷重である。繰返し荷重に対してはほとんど何もされていない。Macroscopic

F.M. は本論では問題にしない。本論文で問題にすることは Microscopic F.M. および Statistical F.M. に属する。

われわれの研究室の実験結果によると、き裂先端の塑性域の寸法は炭素鋼の場合 0.01 mm 以下で<sup>(2)</sup>、これはその材料の結晶粒の寸法と同程度であった。したがってここではもはや等方均質の F.M. を使うことは妥当ではない。われわれは結晶粒の異方性を考えた微視的の異方性を問題にしなければならないことに気がついた。すなわち方位の異なる結晶粒からなっている多結晶体を取扱うわけである。従来の解析的手法は巨視的の異方性を扱った例があるが、微視的の異方性を扱うことはできなかった。適当なモデルを使えば FEM によって結晶粒個々の中の応力、ひずみ、ひずみエネルギーを求めることができる。詳しいことは第2章で述べる。

なおこの領域 (Microscopic F.M.) では当然転位が大きな役割を果たすはずであるし、転位の挙動をシミュレートした研究もあるが、これは現状ではわれわれの研究室の能力の外にあるので触れないことにする。

さて、第2章で述べる結晶粒の挙動から多結晶の挙動を推定する計算および実験では、結晶粒の方位はあらかじめ X線解析によって求めておいたので既知である。すなわち既知の結晶方位をもつ結晶群から成り立

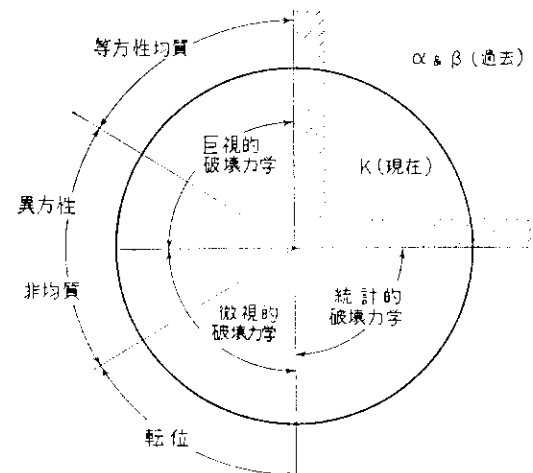


図1 破壊力学の過去、現在および将来

\* 原稿受付 昭和45年8月22日。

\*\* 正員, 東京大学工学部 (東京都文京区本郷 7-3-1)。

\*\*\* 正員, 東京大学大学院。

† 准員, 東京大学大学院。

†† 日本アイ・ピー・エム会社。

っている結晶の弾性的挙動を求めたもので、いわば決定論的モデルを使用した。

ところが実在の金属多結晶においては、結晶粒の配列はランダムであり、またランダムであるからこそ巨視的には等方均質とみなしうるわけである。したがって結晶粒の方位がランダムであるということを導入しなければならない。著者達はここで FEM とモンテカルロ法を併用することによってこの問題を解いてみた。その結果 Al の弾性係数  $E$  およびポアソン比  $\nu$  について妥当な値をうることができた。これについては第 3 章で紹介する。

終わりに、著者達は疲れき裂の伝ば現象をシミュレートして  $S-N$  曲線を求めることを試みた。疲れ破壊の機構は複雑で、まだ妥当なモデルがない。したがってわれわれの得た結果は必ずしも実験と定量的には一致していないが、定性的には一致する。モデルを改良することによってよい結果が得られるものと思う。

著者の考えによれば、変形の場合には構造物全体の挙動が問題になるので平均操作が意味をもつ。しかし破壊開始の場合のように局部における応力、ひずみまたはひずみエネルギーとその場所の材料の破壊に対する抵抗が問題になる場合には、FEM による取扱いがかなり有効のように思う。FEM による新しい結果から過去の業績をふりかえってみることは必要であるが、別の機会にゆずる。

現在このアプローチの前に横たわる困難としてさきに大久保によってあげられた五つの条件が必ずしも明白なわけではない。ことに F.M. の立場では単結晶内および粒界でのすべり線およびき裂の発生、伝ばの条件は明らかでない。このことがこの手法を破壊の問題に適用する場合の最大のあい路である。一日も早くこれらの条件の解決されることを期待してやまない。また電子計算機の能力も、三次元的扱い、ことにモンテカルロ法と併用する場合には十分とはいいがたい。

### 2. 粗大結晶粒アルミニウム板のすべり線の発生<sup>(3)</sup>

**2.1 はじめに** アルミニウム (99.99%) の粗大結晶粒試験片を対象とし、三次元有限要素法により多結晶金属の変形挙動をシミュレートした。一方粗大結晶粒試験片の引張試験を行ない、試験片表面において最初にすべり線の発生する場所および方向を FEM による結果と比較してよい一致をみた。

この際問題になるのはモデル化の方法である。すなわち大久保の第 2 条件

(2) 多結晶体の条件

① 粒界の性質、② 結晶粒の挙動と単結晶試料での測定結果の異同、③ 結晶粒の相互作用

をいかに取入れるかということである。①の粒界の性質としては大久保<sup>(1)</sup>によれば、“クリープが問題になるような高温でないかぎり粒界すべりは塑性変形に大きい寄与はしないし、粒界そのものも強さをもっていないと考えられる”ということにしたがった。すなわち粒界とは結晶方位が異なっている境界であると仮定する (この仮定の結果は本論ではさしつかえないようであった)。②については、結晶粒の挙動は単結晶試料での測定結果を使うことにした。そして一つの結晶粒内では材質は均質であるとする。したがって FEM による計算は、①、②の前提のもとで③の結晶粒の相互作用のみを考えに入れたことになる (これによって阿部による結晶の拘束率<sup>(4)</sup>などを検討することができると思う)。なお粒界における節点力および変位の連続条件を満足している。

**2.2 有限要素法によるシミュレーション** 有限要素法による三次元解析には 4 面体要素からなる三角柱複合要素を用いた。

**2.2.1 応力-ひずみマトリックス** つぎに応力-ひずみマトリックスについて説明をする。図 2 に示すように、試験片のある結晶粒の結晶方向にそって取った局所座標系  $(x', y', z')$  と試験片全体について取った基準座標系  $(x, y, z)$  が式 (1) で関係づけられていると

$$\begin{Bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} l_1 & m_1 & n_1 \\ l_2 & m_2 & n_2 \\ l_3 & m_3 & n_3 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x \\ y \\ z \end{Bmatrix} \dots\dots\dots(1)$$

その結晶粒内に存在する三角柱要素の基準座標系に関する応力  $\{\sigma\}$  とひずみ  $\{\epsilon\}$  の関係はつぎのようにして求められる。考えている三角柱要素の局所座標系に関する応力  $\{\sigma'\}$  およびひずみ  $\{\epsilon'\}$  は

$$\begin{Bmatrix} \sigma'_x \\ \sigma'_y \\ \sigma'_z \\ \tau'_{xy} \\ \tau'_{yz} \\ \tau'_{zx} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \epsilon'_x \\ \epsilon'_y \\ \epsilon'_z \\ \gamma'_{xy} \\ \gamma'_{yz} \\ \gamma'_{zx} \end{Bmatrix} \equiv [C]\{\epsilon'\} \dots\dots\dots(2)$$

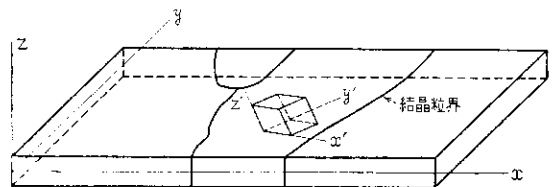


図 2 基準座標系と局所座標系

式 (2) の  $c_{ij}$  は弾性係数である。{ $\sigma$ } と { $\sigma'$ } 間の応力の座標変換は式 (3) で与えられる。

$$\{\sigma'\} \equiv \begin{pmatrix} \sigma'_x \\ \sigma'_y \\ \sigma'_z \\ \tau'_{xy} \\ \tau'_{yz} \\ \tau'_{zx} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} l_1^2 & m_1^2 & n_1^2 & 2l_1m_1 & 2m_1n_1 & 2n_1l_1 \\ l_2^2 & m_2^2 & n_2^2 & 2l_2m_2 & 2m_2n_2 & 2n_2l_2 \\ l_3^2 & m_3^2 & n_3^2 & 2l_3m_3 & 2m_3n_3 & 2n_3l_3 \\ l_1l_2 & m_1m_2 & n_1n_2 & l_1m_2+l_2m_1 & m_1n_2+m_2n_1 & n_1l_2+n_2l_1 \\ l_2l_3 & m_2m_3 & n_2n_3 & l_2m_3+l_3m_2 & m_2n_3+m_3n_2 & n_2l_3+n_3l_2 \\ l_3l_1 & m_3m_1 & n_3n_1 & l_3m_1+l_1m_3 & m_3n_1+m_1n_3 & n_3l_1+n_1l_3 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zx} \end{pmatrix} \equiv [\Psi]\{\sigma\} \dots\dots\dots (3)$$

ひずみの座標変換は式 (4) で与えられる。

$$\{\varepsilon'\} \equiv \begin{pmatrix} \varepsilon'_x \\ \varepsilon'_y \\ \varepsilon'_z \\ \gamma'_{xy} \\ \gamma'_{yz} \\ \gamma'_{zx} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} l_1^2 & m_1^2 & n_1^2 & l_1m_1 & m_1n_1 & n_1l_1 \\ l_2^2 & m_2^2 & n_2^2 & l_2m_2 & m_2n_2 & n_2l_2 \\ l_3^2 & m_3^2 & n_3^2 & l_3m_3 & m_3n_3 & n_3l_3 \\ 2l_1l_2 & 2m_1m_2 & 2n_1n_2 & l_1m_2+l_2m_1 & m_1n_2+m_2n_1 & n_1l_2+n_2l_1 \\ 2l_2l_3 & 2m_2m_3 & 2n_2n_3 & l_2m_3+l_3m_2 & m_2n_3+m_3n_2 & n_2l_3+n_3l_2 \\ 2l_3l_1 & 2m_3m_1 & 2n_3n_1 & l_3m_1+l_1m_3 & m_3n_1+m_1n_3 & n_3l_1+n_1l_3 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \varepsilon_z \\ \gamma_{xy} \\ \gamma_{yz} \\ \gamma_{zx} \end{pmatrix} \equiv [\Phi]\{\varepsilon\} \dots\dots\dots (4)$$

また

$$[\Psi]^{-1} = [\Phi]^T \dots\dots\dots (5)$$

したがって、式 (3)~(5) を式 (2) に代入すると

$$\begin{aligned} [\Psi]\{\sigma\} &= [C][\Phi]\{\varepsilon\} \\ \{\sigma\} &= [\Psi]^{-1}[C][\Phi]\{\varepsilon\} \\ &= [\Phi]^T[C][\Phi]\{\varepsilon\} \\ &= [D]\{\varepsilon\} \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ここで

$$[D] \equiv [\Phi]^T[C][\Phi] \dots\dots\dots (7)$$

式 (7) が考えている結晶粒に含まれる三角柱要素の基準座標系に関する応力とひずみの関係を与える応力-ひずみマトリックスである。

**2.2.2 試験片表面に最初にすべり線の発生する場所とその方向の計算法** つぎに実験と比較するために主題の計算法について述べる。

この計算は弾性計算である。したがって厳密にいえば最初に1本のすべり線が発生するまでしか適用できない。

2.3 節で述べる方法によって作製した純アルミニウム粗大結晶粒試験片の結晶粒形状、結晶境界どおりに試験片を描き、三角柱要素で分割する。おのおのの要素の [D] マトリックスは、この要素を含む結晶粒の結晶方位 (X線で測定) と弾性係数 [C] より作製する。つぎに剛性方程式を解いておのおのの要素の基準座標系に関する応力 { $\sigma$ } およびひずみ { $\varepsilon$ } を求める。式 (3), (4) により局所座標系に対する応力 { $\sigma'$ } およびひずみ { $\varepsilon'$ } が求まる。

アルミニウムのような FCC 金属ではすべり面は {111} 面であり、すべり方向は <110> 方向である。{111} 面は四つあり、<110> 方向は三つあるから、すべり面とすべり方向の組すなわちすべり系は12組となる。すべり系に対する分解せん断応力  $\tau$  は式 (8)

で算出される。

$$\tau = p'_xa + p'_yb + p'_zc \dots\dots\dots (8)$$

ここで

$$\begin{pmatrix} p'_x \\ p'_y \\ p'_z \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma'_x & \tau'_{xy} & \tau'_{zx} \\ \tau'_{xy} & \sigma'_y & \tau'_{yz} \\ \tau'_{zx} & \tau'_{yz} & \sigma'_z \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} \dots\dots\dots (9)$$

ここに (a, b, c) はすべり方向の局所座標系に関する方向余弦、(α, β, γ) はすべり面法線の局所座標系に関する方向余弦である。

一つの三角柱要素の局所座標系に関する応力 { $\sigma'$ } より12個の分解せん断応力が算出される。試験片全体の解析に使用している三角柱要素の数を N とすると、12N 個のすべり系と分解せん断応力が存在する。すべり線が最初に発生する場所は 12N 個の分解せん断応力のうち、最大の値を与える要素である。またその要素とすべり面がわかると、試験片表面にあらわれるすべり線が試験片側面となす角度 (図3) は次式で計算できる。

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \tan^{-1} \left( -\frac{l_1+l_2+l_3}{m_1+m_2+m_3} \right) && \text{すべり面 a (第1象限)} \\ \theta &= \tan^{-1} \left( -\frac{-l_1+l_2+l_3}{-m_1+m_2+m_3} \right) && \text{すべり面 c (第2象限)} \\ \theta &= \tan^{-1} \left( -\frac{-l_1-l_2+l_3}{-m_1-m_2+m_3} \right) && \text{すべり面 b (第3象限)} \\ \theta &= \tan^{-1} \left( -\frac{l_1-l_2+l_3}{m_1-m_2+m_3} \right) && \text{すべり面 d (第4象限)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

**2.3 実験** 試験片は幅 10 mm, 厚さ 0.8 mm の JIS 7号引張試験片に準じた形状を有する 99.99% の純アルミニウム板である (図4)。

この試験片を前焼なまし (300°C で 30分) を行な

った後, 約 1.5% の引張ひずみ (引張速度 1.0 mm/min) を与え, その後ひずみ焼なまし法による粗大化焼なまし (620°C で 24 時間) を行なって直径 10 mm 前後の粗大結晶粒を得た. その後ふっ化水素と蒸留水を 1:19 に混合した溶液中で腐食して粒界をあらわし, それを写真撮影する. さらに紙やすり (0/6~0/10) でメチルアルコールを研磨液として研磨したあと, パフ仕上げ (酸化クロムとアルミナ) した. さらにエチルアルコールと過塩素酸を 4:1 に混合した溶液中で電解研磨して鏡面仕上げをする.

試験片の各結晶粒の結晶方位を決定するため背面ラ

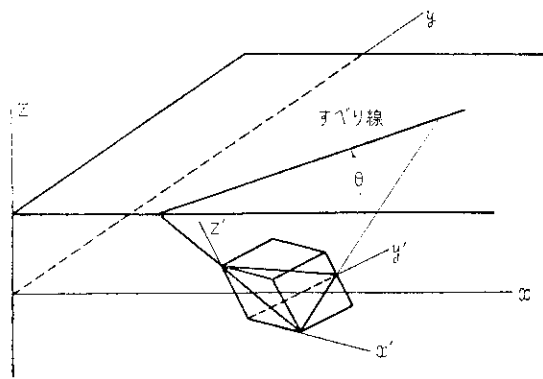


図 3 試験片表面に現われたすべり線と x 軸のなす角

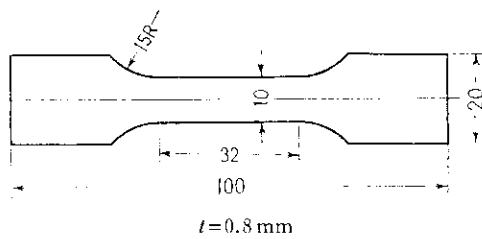
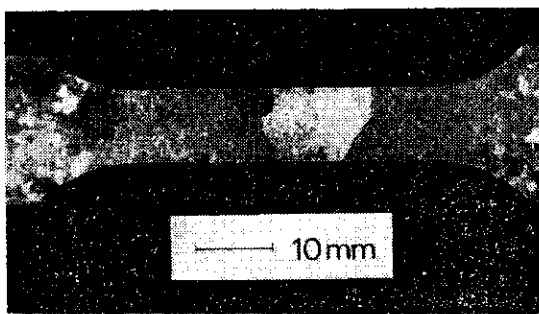
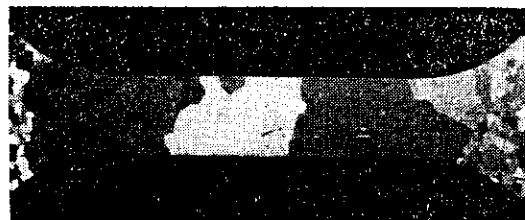


図 4 試験片形状



(a) 粗大結晶粒試験片 No. 1



(b) 粗大結晶粒試験片 No. 2

図 5 粗大結晶粒試験片

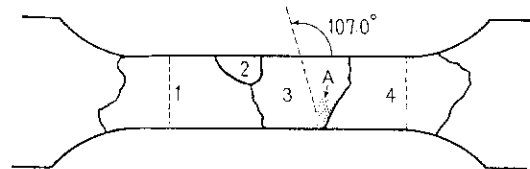
ウエ写真を用いた. その解析により局所座標系と基準座標系を結びつける方向余弦を定める.

以上のようにして作製した試験片をインストロン形のオートグラフ IS-5000 で引張試験を行ない, すべり線が試験片表面に認められるまで引張る (引張速度は 0.5 mm/min).

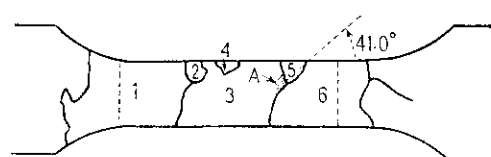
試験片表面は金属顕微鏡によりすべり線などの観察を行ない, 必要に応じて写真撮影を行なった.

**2.4 結果と考察** 2.3 節の方法で作製した粗大結晶粒試験片の写真を図 5 に示す. 図 6 は結晶粒界の形状をスケッチしたものである. 図中の番号は結晶粒を表わすためにつけられた番号である. なおすべり線の発生状況も示してある. 図 7 は図 6(a) のすべり線の写真を示す. 試験片の側面となす角度は 107.0° であった [図 6(b) の場合は 41.0°]. 図 8 は (a), (b) の試験片の各結晶粒の結晶方位を規準三角形内の点で示したものである.

計算にあたっては, 図 6 の点線ではさまれた部分を取りだして, それをそれぞれ図 9, 10 に示すように分割する. この場合試験片(a)に使用した要素数 297, 節点数 352, 試験片(b)で要素数 344, 節点数 394 である.



(a) 試験片 No. 1 の概略図



(b) 試験片 No. 2 の概略図

図 6 試験片の概略図

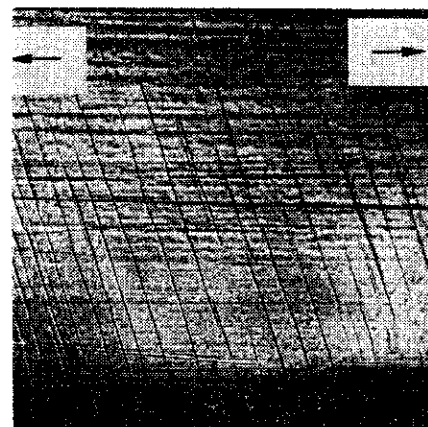


図 7 図 6(a) の A の部分に発生したすべり線

荷重条件は両端に等分布荷重が作用するとした。また弾性係数  $c_{ij}$  は

$$c_{11} = 12\,543 \text{ kg/mm}^2$$

$$c_{12} = 7\,220 \text{ kg/mm}^2$$

$$c_{44} = 3\,151 \text{ kg/mm}^2$$

を使用した。

図 11, 12 に試験片(a)の引張方向の応力  $\sigma_x$  とひずみ  $\epsilon_x$  の分布を示す。図より粒内の変形は一様変形ではない。

試験片表面に最初にすべり線を発生する場所とその方向の FEM の計算結果を比較すると表 1 のようになる。両者の一致は良好である。なお実験の場合、試験片表面に最初に認められたすべり線は一応肉眼で見分

けることのできる範囲のもので、単一のすべり線を見分けることは無理である。またシミュレーションの計算も最初に断わったように弾性計算であるが、この実験で取扱った変形量の範囲〔最終荷重：試験片 (a) 3.6 kg ( $\sigma_n = 1.15 \text{ kg/mm}^2$ ), (b) 3.75 kg ( $\sigma_n = 1.51 \text{ kg/mm}^2$ )〕ではかなりすべり線が生じても十分近似できるようである。またこの結果から粒界の評価はこの場合は一応妥当と考えられる。

### 3. 多結晶金属の弾性係数<sup>(6)</sup>

**3-1 はじめに** 2章で決定論的モデルにより、単結晶の性質から多結晶の性質を推定することに一応成功した。しかし実際多結晶金属においては結晶粒の方位はランダムであり、またランダムであるからこそ巨視的には等方均質とみなしてさしつかえないことになる。本章では多結晶体の確率論的モデルに対して、単結晶の性質より多結晶の性質を推定することを試みる。しかしここに紹介するのはいわば試論であって、必ずしも十分とは思っていないが、今後の問題はこの議論の延長上にあるから、本質的には変化はないと考える。この議論は有限要素法とモンテカルロ法を組合わせて行なわれる。ここでは金属材料の性質のうち縦弾性係数とポアソン比を求めた。この場合有限要素法における1個または数個の要素を結晶粒とみなし、これにランダムな方位を与える。その際結晶方位は本質的に三次元的であるし、現実の材料をできるだけ自然に近い形でモデル化するために、すべて

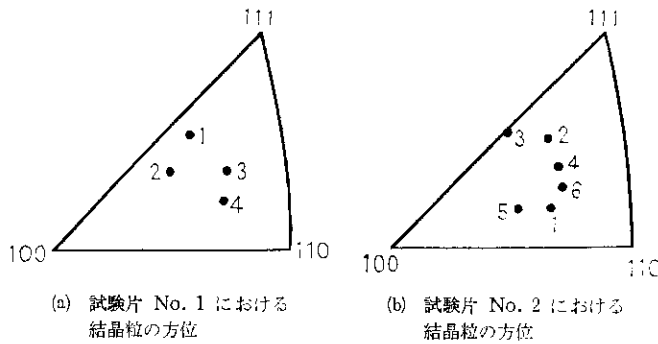


図 8 結晶粒の方位

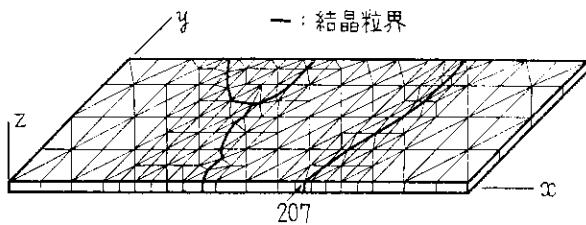


図 9 試験片 No. 1 の三角柱要素への分割

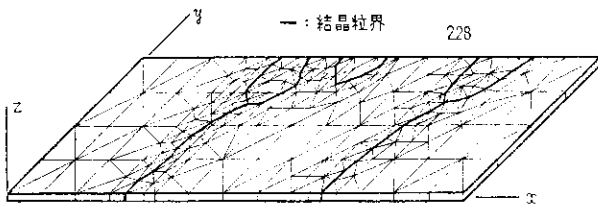


図 10 試験片 No. 2 の三角柱要素への分割

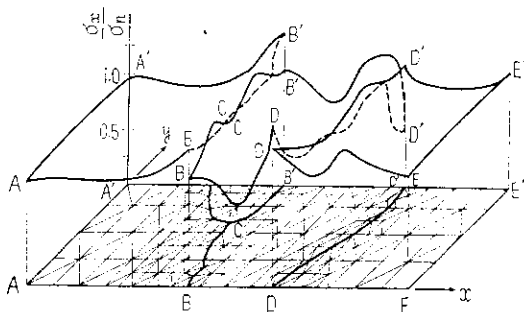


図 11 試験片 No. 1 における応力成分  $\sigma_x$  の分布

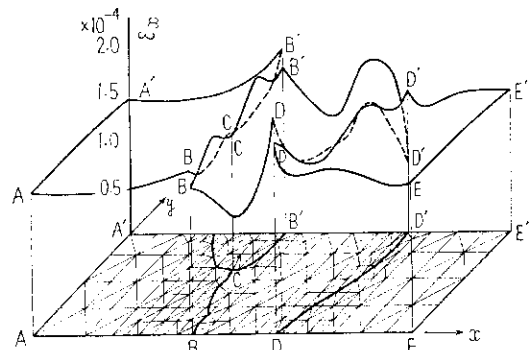


図 12 試験片 No. 2 におけるひずみ成分  $\epsilon_x$  の分布

表 1 すべり線が最初に現われる場所とその方向

		すべり線が最初に現われる所	すべり線が側面となす角度
No. 1	有限要素法	207 番の要素	109.2°
	実験	207 番の要素付近	107.0°
No. 2	有限要素法	228 番の要素	44.5°
	実験	228 番の要素付近	41.0°

を三次元的に取扱っている。

なおモンテカルロ法についてはたとえば文献(6)あるいは(7)を参照されたい。

3.2 シミュレーション

3.2.1 モデル 調べようとする材料は引張試験片のごとく、平板状であるとする。結晶粒を正六角柱でモデル化し、材料全体では図13のように並んだものが幾層か重なったものとする。また結晶方位は一つの六角柱内で一定であるとし、各六角柱間では全くランダムであるとする。さらにこの六角柱は図14のごとく六つの三角柱に分割し、その一つ一つをFEMの複合要素とする(粒界の影響は考えていない)。

局所座標系と基準座標系における応力、ひずみはすべて2章と同様である。

3.2.2 ランダム座標系 二次元ランダムベクトルの発生および三次元ランダムベクトルの発生などについては文献(6)、(7)を参照されたい。

二次元と三次元ベクトルを1対使って、各座標軸が任意の向きを向く座標系のベクトル変換マトリックスを求める。

基準座標系を  $(x, y, z)$ 、ランダム座標系を  $(x', y', z')$ 、中間の座標系を  $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$  とする。

まず三次元ランダムベクトルを一つ発生させ、その方向  $(l, m, n)$  を  $z'$  軸の  $xyz$ -座標系に対する方向余弦とする。つぎに  $z'$  軸を法線とし、原点を通る平面を  $\bar{x}-\bar{y}$  平面とし、 $\bar{x}-\bar{y}$  平面と  $x-y$  平面の交線を  $\bar{x}$  軸、 $\bar{z}$  軸は  $z'$  軸と一致するとし、 $\bar{y}$  軸はこの  $\bar{x}$  軸と  $\bar{z}$  軸に垂直で右手系をなすように定める。すなわち  $\bar{x}-\bar{y}$  平面は基準座標系で

$$lx + my + nz = 0 \dots\dots\dots(11)$$

と表わされる。 $x-y$  平面は

$$z = 0 \dots\dots\dots(12)$$

であるから、この2平面の交線である  $\bar{x}$  軸は

$$\frac{x}{-m} = \frac{y}{l} = \frac{z}{0} \dots\dots\dots(13)$$

である。したがって  $\bar{x}$  軸の基準座標系に対する方向余弦は

$$\left( -\frac{m}{\sqrt{l^2+m^2}}, \frac{l}{\sqrt{l^2+m^2}}, 0 \right) \dots\dots\dots(14)$$

である[式(14)の根号の前の複号は  $\bar{x}$  軸の向きに対応してどちらでもとれるから、ここでは正をとる]。 $\bar{y}$  軸の基準座標系に対する方向余弦は、 $\bar{x}$  軸と  $\bar{z}$  軸に垂直であることから

$$\left( \frac{-ln}{\sqrt{l^2+m^2}}, \frac{-mn}{\sqrt{l^2+m^2}}, \sqrt{l^2+m^2} \right) \dots\dots\dots(15)$$

を得る(複号のうち右手系を考慮して上記のようにと

る)。

さてこの  $\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ -座標系の  $\bar{x}-\bar{y}$  面内で二次元ランダムベクトルを発生させ、これを  $x'$  軸とする。 $x'$  軸の方向余弦は二次元ランダムベクトルとして発生した方向余弦を  $(l', m')$  とすると、 $\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ -座標系に対して

$$(l', m', 0) \dots\dots\dots(16)$$

$y'$  軸はこれに垂直であるから

$$(-m', l', 0) \dots\dots\dots(17)$$

つぎに式(16)、(17)を基準座標系における方向余弦に書き直す。中間座標系におけるベクトル  $\bar{X}$  が基準座標系で  $X$  と書かれるとすると

$$\bar{X} = [\varphi]X \dots\dots\dots(18)$$

ただし  $[\varphi]$  は  $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$  軸の方向余弦のマトリックス表示で

$$[\varphi] = \begin{bmatrix} -\frac{m}{\sqrt{l^2+m^2}} & \frac{l}{\sqrt{l^2+m^2}} & 0 \\ -\frac{ln}{\sqrt{l^2+m^2}} & -\frac{mn}{\sqrt{l^2+m^2}} & \sqrt{l^2+m^2} \\ l & m & n \end{bmatrix} \dots\dots\dots(19)$$

と書ける。 $[\varphi]$  は直交行列であるから

$$X = [\varphi]^{-1}\bar{X} = [\varphi]^T\bar{X} \dots\dots\dots(20)$$

これが中間座標系から基準座標系への変換式である。

したがって  $x', y', z'$  軸の基準座標系に関する方向余弦はそれぞれ

$$\left. \begin{array}{l} x' \text{ 軸:} \\ \left( -\frac{ml' + lnm'}{\sqrt{l^2+m^2}}, \frac{ll' - mnm'}{\sqrt{l^2+m^2}}, m'\sqrt{l^2+m^2} \right) \\ y' \text{ 軸:} \\ \left( \frac{mm' - ln l'}{\sqrt{l^2+m^2}}, -\frac{lm' + mnl'}{\sqrt{l^2+m^2}}, l'\sqrt{l^2+m^2} \right) \\ z' \text{ 軸: } (l, m, n) \end{array} \right\} \dots\dots\dots(21)$$

これを式(1)における方向余弦マトリックスに使えばよい。

3.3 計算結果と考察 アルミニウムの弾性係数を

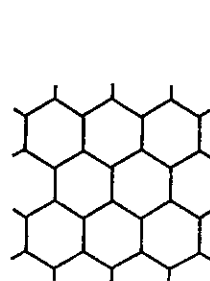


図13 多結晶体中における結晶粒の六角柱要素によるモデル化

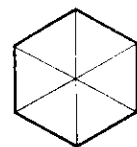


図14 六つの三角柱有限要素からなる六角柱結晶粒

用い、12 mm×27.7 mm×2 mm の試験片を長手方向に 10 kg/mm<sup>2</sup> で引張った場合の計算を行なった。分割は板厚方向に 1 層とし、用いた三角柱の総数は 448、節点総数は 438 である。要素および節点番号を図 15 に計算結果を表 2 に示す。ただし弾性係数  $c_{ij}$  の具体的な値としては

$$c_{11} = 11\,020 \text{ kg/mm}^2$$

$$c_{12} = 6\,330 \text{ kg/mm}^2$$

$$c_{44} = 2\,855 \text{ kg/mm}^2$$

を用いた。

平均の縦弾性係数  $E$  は右端面の平均変位から算出した。すなわち節点 37, 38, 39, 40; 77, 78, 79, 80 の変位を平均し、素材の最初の  $y$  方向の長さを  $L$  ( $=8\sqrt{3}$  mm) とすれば

$$E = \frac{(\text{TENS})}{\Delta L/L} = 7\,101.8 \text{ kg/mm}^2$$

を得る。ただし (TENS) は一様応力で、この場合 10 kg/mm<sup>2</sup> である。なお一般のアルミ材の縦弾性係数とポアソン比はそれぞれ

$$E = 7\,200 \text{ kg/mm}^2, \nu = 0.34$$

である。

#### 4. 疲れき裂の伝ば<sup>(8)</sup>

4.1 はじめに 繰返し荷重により、ランダムな大きさ、方位および破壊強さをもった結晶粒からなる金属中に発生、伝ばする疲れき裂モデルを提案し、 $S-N$  曲線の導出を試みる。

疲れの過程は一般に

- (1) 試験片の加工硬化, (2) き裂の発生, (3) き裂の伝ば, (4) 最終破断

の 4 段階に分けることができる。(1)は材料の不均質性による局部加工硬化により結晶粒内にすべり線が発生

表 2 各結晶粒における  $\nu_x, \nu_z$  および  $\sigma_y/\varepsilon_y$  の分布

要素番号	$\nu_x = -\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_y}$	$\nu_z = -\frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_y}$	$\frac{\sigma_y}{\varepsilon_y}$
1	0.363 32	0.355 58	7 096.0
3	0.366 62	0.337 39	7 221.9
6	0.337 38	0.346 07	7 287.6
8	0.333 41	0.338 11	7 526.0
13	0.356 83	0.343 01	6 732.3
17	0.357 06	0.344 75	6 937.3
22	0.385 97	0.349 06	7 191.5
27	0.344 75	0.351 71	6 670.5
31	0.363 49	0.355 29	7 373.4
36	0.354 38	0.357 56	6 732.8
41	0.335 91	0.336 06	6 860.3
45	0.358 11	0.330 18	7 239.4
50	0.400 22	0.324 04	7 237.8
55	0.340 65	0.348 65	7 283.8
平均値	0.357 01	0.344 10	7 099.3

し、表面に extrusion などを生じて、そこから微小き裂を発生するまでの段階をさす。き裂の発生と伝ばを明確に区別することは困難であるが、すべり線に沿って発生したき裂がせん断形き裂として数個の結晶粒にわたって伝ばし (第 1 段階)、その後巨視的にみて引張軸に垂直な方向に開き形き裂として伝ばする (第 2 段階)。Forrest<sup>(9)</sup> らの実験によれば、破断後の主き裂の経路から離れた結晶粒において、あるいは疲れ限以下で試験した試料における結晶粒においても、結晶粒内に発生しそれ以上に伝ばしないき裂が多く認められる。これは粒界が一種の障壁となってき裂の伝ばを妨げていることを示す。ここでは簡単のため 1 結晶粒内におけるき裂をもってき裂の発生とし、粒界を越えて進むときにはき裂の伝ばと呼ぶことにする。一般に低応力レベル (10<sup>6</sup> サイクル程度の寿命) では 1 結晶粒程度のき裂は全寿命のほぼ 10% 以内で発生し、つぎの 10~90% はこの初生き裂の粒から粒への生長とつながりによって巨視的き裂になるのに費やされ、最終の 10% 程度が巨視的完全破壊段階に相当するものと考えられる。したがって寿命の 80~90% を占める微視的き裂の発生と伝ばを考察することにより疲れ寿命を推定することができる。まず 4.2 節ではき裂の力学モデルおよびき裂先端部要素における材料の破壊条件を仮定し考察する。4.3 節では粒内に発生したせん断形き裂が粒界の障壁を越えて伝ばするまでの寿命について考察する。4.4 節では粒界を越えて伝ばする開き形き裂の伝ば速度について考察する。4.5 節で多くの結晶粒から発生し伝ばするき裂の長さの分布について考察し、疲れ寿命を予測する手順を示す。

4.2 き裂の力学モデルと破壊条件 き裂の力学モデルとしては転位モデル (DBCS モデル) を用いる。このモデルはき裂先端の塑性域の形状をき裂の延長された形に仮定しているために実際の材料におけるき裂先端の塑性域の形状とは少し異なるが、数学的取扱いが比較的簡単のためひろく用いられている。このモデルを疲れき裂として初めて用いたのは Weertman<sup>(10)</sup> でここではその結果のうち以後の考察に必要と思われる

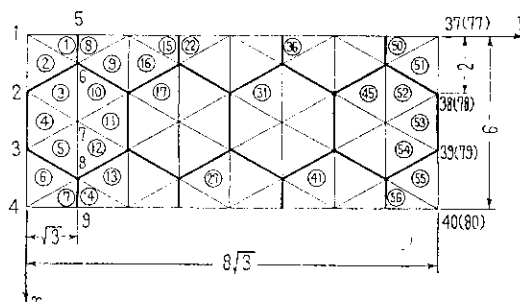


図 15 要素分割 (板厚方向には 1 層)

る部分を要約する。

図 16 に示すようにき裂および塑性域を含む面上に  $x$  軸をとり,  $x$  軸上に転位を分布させる。遠方で  $R_0$  の応力が作用した場合, き裂面および塑性域における変位は

$$\Phi_0(x, c, a_0) = \frac{2\alpha\sigma_1}{\pi\mu} \left[ c \log \left| \frac{\sqrt{a_0^2 - c^2} + \sqrt{a_0^2 - x^2}}{\sqrt{a_0^2 - c^2} - \sqrt{a_0^2 - x^2}} \right| - x \log \left| \frac{x\sqrt{a_0^2 - c^2} + c\sqrt{a_0^2 - x^2}}{x\sqrt{a_0^2 - c^2} - c\sqrt{a_0^2 - x^2}} \right| \right] \dots\dots(22)$$

ここに  $2c$  および  $2a_0$  はそれぞれ図 16 に示すき裂長さおよび塑性域までの長さを示す。  $\mu$  はせん断弾性係数,  $\sigma_1$  は降伏応力でき裂がせん断形の場合は  $\sigma_1 = k$  (せん断降伏応力),  $\alpha = 1$  となり, 開き形き裂の場合には  $\sigma_1 = Y$  (引張り降伏応力),  $\alpha = 1 - \nu$  ( $\nu$  はポアソン比) となる。このとき塑性域の大きさは

$$\frac{c}{a_0} = \cos \left( \frac{\pi}{2} \frac{R_0}{\sigma_1} \right) \dots\dots(23)$$

により求めることができる。応力が  $R_0$  から 0 へ除荷されると,  $x$  軸上における相対変位  $\Phi_1(x)$  は

$$\Phi_1(x) = \Phi_0(x, c, a_0) + \phi_1(x, c, a_1) \dots\dots(24)$$

ただし

$$\phi_1(x, c, a_1) = -\frac{8\alpha\sigma_1}{\pi\mu} \left[ c \log \left| \frac{\sqrt{a_1^2 - c^2} + \sqrt{a_1^2 - x^2}}{\sqrt{a_1^2 - c^2} - \sqrt{a_1^2 - x^2}} \right| - x \log \left| \frac{x\sqrt{a_1^2 - c^2} + c\sqrt{a_1^2 - x^2}}{x\sqrt{a_1^2 - c^2} - c\sqrt{a_1^2 - x^2}} \right| \right] \dots\dots(25)$$

ここに  $a_1$  は除荷により転位の運動が起きる領域で

$$\frac{c}{a_1} = \cos \left( \frac{\pi}{2} \frac{R_0}{2\sigma_1} \right) \dots\dots(26)$$

より求まる。このときの  $x$  軸上の応力分布の概形を図 17 に示す。以後の荷重変動に対する累積変位は  $\phi_N = (-1)^{N+1}\phi_1$  として

$$\Phi(x) = \Phi_0(x, c, a_0) + \sum_{N=1}^{2N} |\phi_N| \dots\dots(27)$$

き裂先端すなわち  $x=c$  における  $\Phi(x)$  の値は

$$\Phi(c) = \frac{4\sigma_1 c}{\pi\mu} \left[ \log \frac{a_0}{c} + 4N \log \frac{a_1}{c} \right] \dots\dots(28)$$

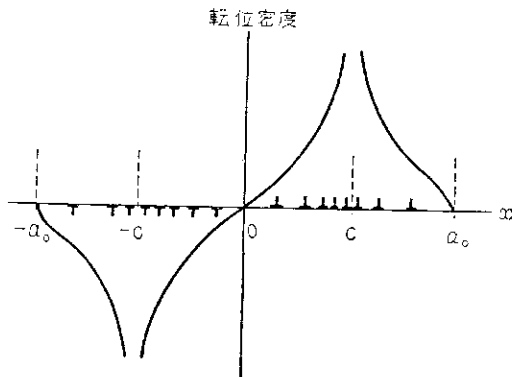


図 16 き裂の転位モデル

$R_0 \ll \sigma_1$  したがって  $N \gg 1$  のときは, 式 (28) は簡単になって

$$\Phi(c) = \frac{\pi R_0 c}{2\mu\sigma_1} N = \frac{\pi}{2\mu\sigma_1} K^2 N \dots\dots(29)$$

ただし  $K = R_0\sqrt{c}$  はこのき裂の stress intensity factor である。Weertman はこの累積変位がある限界値  $\Phi_c$  に達すると破壊が起きると考えている。この思想は塑性域内部では応力は常に降伏応力に等しく, したがって弾性ひずみを塑性ひずみに対して小さいと考えて無視すれば, “累積塑性ひずみエネルギー (ヒステリシスエネルギー)  $H_p(x)$  が材料に固有の値  $G$  に達したときに点  $x$  で破壊が起きるものと仮定する” ことと同義である。すなわち破壊条件は

$$H_p(x) = \sigma_1 \Phi(x) = G \dots\dots(30)$$

で,  $G$  はき裂のじん性に相当する量である。材料を微視的に見た場合, 結晶粒の内部と粒界でじん性は異なるものと考えられる。4.1 節で述べたように, 試験後結晶粒内にとどまっている停留き裂が多数観察されることから, き裂の伝ばを阻止する部分は主として粒界であると考えてさしつかえないであろう。また結晶粒もおおの応力軸方向に対してランダムな方位を持っているためにじん性は異なる。そこで, 材料の不均質性を  $G$  の不均質な分布におきかえる。さらに粒界でも隣接する結晶粒の方位差その他の影響で  $G$  の値は一定とならず, ランダムな分布をするものと考えられる。

4.3 第 1 段階の伝ば

加工硬化から結晶粒内におけるき裂発生までの寿命は比較的短いこと, およびこれらの素過程が明らかでないためにこの期間は無視する。したがって考えている材料の少なくとも一つの結晶粒内にはすでに結晶粒径と等大なき裂が存在しているものと仮定し, このき裂が粒界抵抗  $G$  を越えて伝ばする寿命を計算する。

図 18 に示すように巨視的なき裂の伝ば方向すなわち

• ち荷重引張応力に垂直な方向を  $x$  軸とし,  $x$  軸上に横

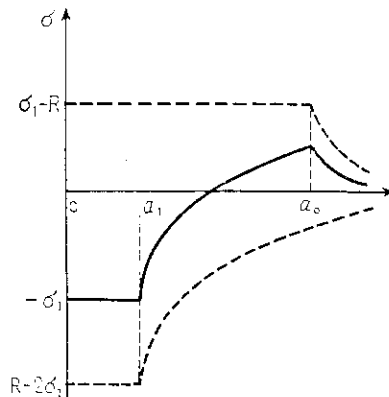


図 17 除荷の際の応力分布



たわっている  $i$  番めの結晶粒に注目してその粒径を  $d_i$ , き裂と  $x$  軸との傾きを  $\theta_i$ , 粒界のじん性を  $G_i$  とする. 1結晶粒内のき裂は一般にすべり線に沿って発生するから, このき裂はせん断形き裂とみなすことができる. 遠方で  $S$  の片振り引張応力がかかるとき,  $\theta_i$  の面に作用するせん断応力は

$$\tau_i = S \sin \theta_i \cos \theta_i = \frac{S}{2} \sin 2\theta_i \leq \frac{S}{2} \dots\dots(31)$$

[等号は  $\theta_i = (\pi/4)$  のとき]

したがってき裂先端における累積塑性ひずみエネルギーは式 (29), (30) より

$$H_p(c) = \frac{\pi}{4\mu} \tau_i^2 d_i N = \frac{\pi}{16\mu} (\sin 2\theta_i)^2 d_i S^2 N \dots\dots(32)$$

このき裂が粒界をこえて伝ばする条件は式 (30) より

$$S^2 N = \frac{16\mu}{\pi} \frac{G_i}{(\sin 2\theta_i)^2 d_i} \equiv A_i \dots\dots(33)$$

$G_i$  のデータがないので正規分布をするものと仮定する.  $\theta_i$  は式 (30) より  $\pi/4$  を平均値とする正規分布をすることを考え,  $d_i$  は一般に正規分布をすることが報告されている. したがって  $A_i$  の分布  $F(A_i)$  は式 (33) より求めることができる.

**4.4 第2段階の伝ば** 一つの結晶粒を越えて伝ばしたき裂は実際にはなお数個の結晶粒にわたってせん断形き裂として伝ばし, ある長さには達した後に応力軸に垂直な巨視的開き形き裂へと遷移していくようであるが, ここでは簡単のため1結晶粒を越えて伝ばしたき裂は開き形き裂とみなして考察をすすめる.

4.2節で述べたように, き裂の先端における塑性域の内部では, き裂が伝ばしないものとすれば式 (30) で与えられる塑性ひずみエネルギーが生じる. さて  $dN$  サイクルの間にき裂が  $c$  から  $dc$  だけ進展した場合, き裂先端の点  $x$  における塑性ひずみエネルギーの増分は

$$\begin{aligned} x > a_0 \text{ のとき} & \quad 0 \\ a_0 > x > a_1 \text{ のとき} & \quad Y \frac{\partial \phi_0(x, c, a_0)}{\partial c} dc \end{aligned}$$

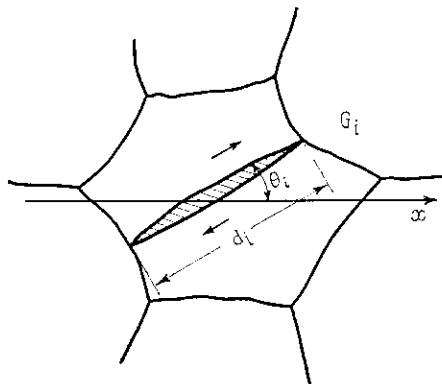


図 18 粒界におけるせん断形き裂の伝ばモデル

$a_1 > x > c$  のとき

$$Y \left\{ \frac{\partial \phi_0(x, c, a_0)}{\partial c} + 2|\phi_1(x, c, a_1)| \frac{dN}{dc} \right\} dc$$

したがって長さ  $2c$  のき裂が徐々に進展して点  $x$  に達するまでに点  $x$  が受ける塑性ひずみエネルギーの総和は

$$\begin{aligned} \int_0^x Y \left\{ \frac{\partial \phi_0}{\partial c} + 2|\phi_1| \frac{dN}{dc} \right\} dc \\ = Y \left[ \int_{c_0}^x \frac{\partial \phi_0}{\partial c} dc + 2 \int_{c_1}^x |\phi_1| \frac{dN}{dc} dc \right] \end{aligned}$$

この総和が材料の点  $x$  におけるじん性  $G$  に達したときにそこで破壊が生じるものと仮定すれば, き裂の伝ば条件は

$$\int_{c_0}^x \frac{\partial \phi_0}{\partial c} dc + 2 \int_{c_1}^x |\phi_1| \frac{dN}{dc} dc = \frac{G}{Y} \dots\dots(34)$$

ここに  $c_0, c_1$  はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} \frac{c_0}{x} = \frac{c}{a_0} = \cos \left( \frac{\pi}{2} \frac{S}{Y} \right) \\ \frac{c_1}{x} = \frac{c}{a_1} = \cos \left( \frac{\pi}{2} \frac{S}{2Y} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots(35)$$

により定義される.

ここで  $a_1 \geq x \geq c$  を満足する  $c$  の範囲, すなわち  $x \geq c \geq c_1$  において  $dN/dc = \text{一定}$  と仮定すれば  $S \ll Y$  のときには

$$\frac{dc}{dN} = \frac{\pi^3(1-\nu)}{12\mu Y^2 G} S^4 C^2 = \frac{\pi^3(1-\nu)}{12\mu Y^2 G} K^4 = BK^4 \dots\dots(36)$$

となり, “巨視的なき裂の伝ば速度は  $K^4$  に比例する” という実験結果<sup>(11)</sup>に一致する. ただし  $K$  はこのき裂に対する Stress intensity, factor で

$$K = S\sqrt{c} \dots\dots(37)$$

また  $B$  は

$$B = \frac{\pi^3(1-\nu)}{12\mu Y^2 G} \dots\dots(38)$$

で定義される材料定数である.

さてき裂が各結晶粒ごとにじん性の異なる不均質な材料中を伝ばする場合を考える. この不均質性は式 (36) における  $G$  あるいは  $B$  がある確率分布をするものと考えることにより導入できる.

今き裂伝ば軸上  $c_1 \sim c_n$  の領域に  $n$  個の結晶粒が存在し, おのおのが  $G_i$  のじん性を持っているものとする. この領域内の結晶粒  $i$  においてき裂が  $c_i$  から  $c_{i+1}$  まで伝ばするのに要する繰返し数は式 (36) を積分して求められる. すなわち

$$\begin{aligned} \Delta N_i &= \int_{c_i}^{c_{i+1}} \frac{12\mu Y^2}{\pi^3(1-\nu)} G_i \frac{dc}{K^4} \\ &= \frac{12\mu Y^2}{\pi^3(1-\nu)} \frac{G_i}{S^4} \left( \frac{1}{c_i} - \frac{1}{c_{i+1}} \right) \dots\dots(39) \end{aligned}$$

ただし  $c_{i+1} = c_i + d_i$  である. したがってき裂が  $c_1$  から  $c_n$  まで伝ばするのに要する繰返し数は

$$N = \sum_{i=1}^n \Delta N_i = \frac{12\mu Y^2}{\pi^3(1-\nu)} \frac{1}{S^4} \sum_{i=1}^n G_i \left( \frac{1}{c_i} - \frac{1}{c_{i+1}} \right) \dots\dots\dots(40)$$

$c_n$  を考えている試験片が最後に静的破断する限界長さとするれば, このき裂が発生してから最終破断にいたるまでの寿命は式 (33) と (40) の和の寿命として与えられる.

**4.5 疲れ寿命の予測** 4.2~4.4 節においては一つのき裂に着目して, そのき裂先端における力学的挙動を考察してきた. しかし平滑材の疲れ試験などにおいてはき裂は多くの場所で発生し, 繰返し数が増すに従っておのおの独立にあるいは互いに干渉し合いながら進展し, 最後にこれらのき裂群が全体として試験片に不安定破断をもたらすものと考えられる. したがってき裂群に対する考察が必要となる. ここでは簡単のためき裂同志の干渉は考えないことにし, また最終破断は最大のき裂がある限界長さに達したときに起こるものとする.

さて結晶粒径  $d$ , せん断形き裂の発生する面方位  $\theta$  およびじん性  $G$  がランダムに分布する, 単位体積当たり  $M$  個の結晶粒からなる体積  $V$  の系を考える. この系に一定の片振り引張応力  $S$  を作用させたときの疲れ寿命の予測を行なう.

以下に計算手順を簡単に示す.

(1) 適当な繰返し数  $\Delta N$  をこの系に加え, これにより結晶粒内に発生したき裂が粒界を越えて伝ばする条件を 4.3 節の考察に従って求める. すなわち各結晶粒について式 (33) を適用し, これが満たされているものについてはき裂が発生したとみなしてき裂として記憶する.

(2) さらに  $\Delta N$  を加えた場合, 新たに発生するき裂はどんどん記憶してゆき, すでに発生しているき裂については 4.4 節で述べた式 (39) を用いてき裂を 1 結晶粒ずつ伝ばさせてゆき, 現在のき裂長さを記憶する. したがって  $\Delta N$  はき裂が 1 結晶粒ずつ進むように選ぶ.

(3) (2)の操作を繰返し行なう.

(4) 各ステージにおいてき裂長さの最大のものを計算して, これがある限界値  $c_n$  に達したときにこの系は最終破断したものとみなす. このときの累積繰返し数をこの系の寿命とする.

**4.6 例題**

例 1. 結晶粒径  $d$  をランダムに与え, 他は一定として寿命の予測を行なった. また寿命が  $N = 5.0 \times 10^7$

となる応力として疲れ限を定義し, 疲れ限の分布を求めた.  $S-N$  曲線および疲れ限の分布をそれぞれ図 19, 20 に示す.

例 2. 結晶粒径  $d$  とじん性  $G$  をランダムに与えて, 一定繰返し数の後に発生しているせん断形き裂の長さの分布を求めた. 結果の一例を図 21 に示す.

**5. 結 言**

単結晶の挙動から多結晶の挙動を推定しようとする試みは昔からたくさんあるし, またいろいろな成果をあげているがなお未解決の分野は残っている. この論文はその未開の分野の解明に対する Soft Ware の側

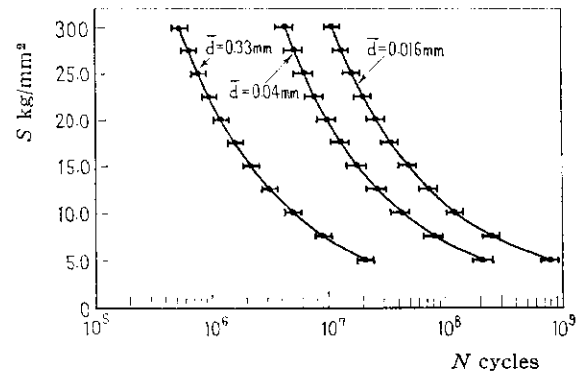


図 19  $S-N$  曲線 (平均結晶粒径  $\bar{d} = 0.016, 0.04$  および  $0.33$  mm, 標準偏差  $d_\sigma = \bar{d}/4, G = 11110.0$  kg/mm,  $\theta = \pi/4$  の場合)

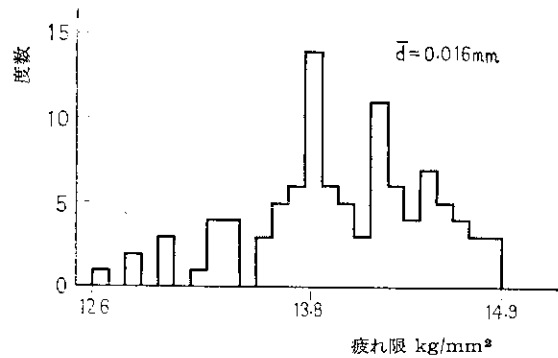


図 20 疲れ限の分布 (図 19 と同じ例題)

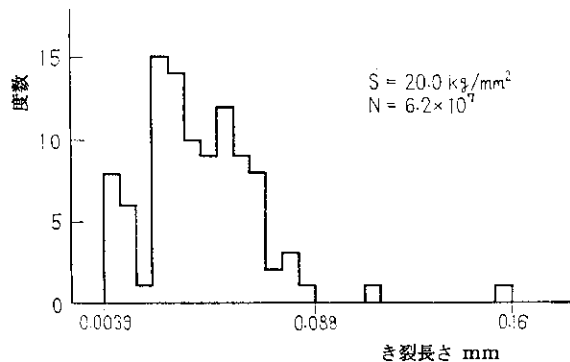
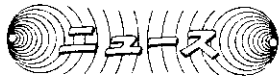


図 21 せん断形き裂の長さの分布 ( $\bar{d} = 0.016$  mm,  $d_\sigma = \bar{d}/4, \bar{G} = 11110.0$  kg/mm,  $G_\sigma = \bar{G}/4, \theta = \pi/4$  の場合)

からの一つの試みのつもりである。この論文はわれわれの研究室で行ないつつある三つの研究を含んでいるが、いずれも緒についたものであってその成果は今後待つよりほかはないが、方向としてはあやまっていないと思う。しかしその前途は多難であり、ことにこの種境界領域の問題を解決するには多方面の多くの研究者の協力が必要である。幸い日本機械学会の中にも境界領域に関する二つの分科会が誕生したので、その成果を期待するとともに関心ある方の協力と助力をお願いしたい。

## 文 献

- (1) 大久保, 塑性と加工, 11-110 (昭 45-3), 223.
- (2) Miyamoto, H. and Shiratori, M., *J. Faculty Engng. Univ. Tokyo* (B), 29-4 (1968), 323.
- (3) 宮本・ほか2名, 材料学会講演前刷, (昭 45-5), 41; 機講論, No. 700-13 (昭 45-10), 5.
- (4) 平・阿部, 材料, 16-160 (昭 41-1), 38.
- (5) 宮本・大藤, 材料学会講演前刷, (昭 45-5), 35.
- (6) 宮武・中山, モンテカルロ法, (昭 35), 日刊工業新聞社.
- (7) 津田, モンテカルロ法とシミュレーション, (昭 44), 培風館.
- (8) 宮本・白鳥, 精機学会講演前刷, (昭 45-10), 129.
- (9) Forrest, P.G., *J. Inst. Metals*, 93 (1964-65), 438.
- (10) Weertman, J., *Inter. J. Frac. Mech.*, 2 (1966), 460.
- (11) Paris, P. and Erdogan, F., *Trans. ASME, Ser. D*, 85-4 (1963-12), 528.



## ISO/TC 108/SC 1 の動向

ISO/TC 108 機械振動と衝撃調査班 主査 国枝正春

ISO/TC 108「機械振動と衝撃」は1970年7月にジュネーブで第4回総会が開かれ、組織がつぎのように一部変更された。WG から昇格したもの: SC 1 つりあい関係 (旧 WG 6), SC 2 測定と評価 (旧 WG 3), SC 3 測定器 (旧 WG 2)。従来のまま: WG 1 用語, WG 4 試験機, WG 5 絶縁装置, WG 7 人体に対する許容限。新設: WG 8 統計解析, WG 9 乗物に対する道路入力。このうち日本では SC 1, SC 2, および WG 7 には P メンバとして, 残りの SC と WG には O メンバの資格で加入している。

SC 1 (つりあい試験および試験機) は TC 108 発足以前の非公式活動時代も入れると1960年来の古い歴史をもち, 規格案の作成もかなり進展している。現在の幹事国はイギリスで, 1964年に TC 108 が発足して以来毎年会合を開き, 1967年以降の会合には毎回日本からも代表が参加している。

SC 1 はさらにつぎの下部組織をもつ。WG 1: 用語 (主査 イギリス), WG 2: 弾性ロータのつりあわせ (イギリス), WG 3: フィールドバランサ (アメリカ), WG 4: rotating aerospace bodies (アメリカ), WG 5: 重心の測定—aerospace bodies に関して (アメリカ)。このうち WG 4 と 5 は新設のもので, まだ具体的な活動にははいっていない。

これまでに審議が終了して投票を求められた規格案は

- (1) ISO 推奨規格案 No. 1925 (1970年3月): つりあい試験用語。用語と定義がイギリス・フランス両国語で与えてある。付録としてドイツ, 日本, スペイン語の用語が定義なしでのせられる予定。
- (2) ISO 推奨規格案 No. 1940 (1970年4月): 剛性ロータのつりあい良さ 剛性ロータのつりあい良さの表わし方, 等級区分, 実際の適用例, つりあわせ時の注意事項を述べている。対応する国内規格に JIS B-0905 があるが, 内容的には大きな差はない。

上記のほか, 投票の段階にはいたらないが SC 1 のレベルで審議終了となった規格案につぎのものがあ

(1) 資料 WG 6/97: つりあい試験機の性能試験法。横形と立て形のはん用つりあい試験機について仕様諸元の表わし方, 性能諸元の表わし方と試験法を定めている。

(2) 資料 WG 6/119: 船用蒸気タービン (商船) のつりあわせ法: タービン本体および関連部品のつりあわせ法, つりあい良さを定めている。これは上記の ISO 推奨規格 No. 1940 を船用タービンに適用し, 詳細に規定したものである。

現在審議中でとくに重要と思われるものは, 資料 WG 6/118: 弾性ロータのつりあい良さである。つりあわせ法によって弾性ロータをいくつかに分類し, それぞれに標準的なつりあわせ法とつりあい良さ (許容限) を定めようとしている。

SC 1 に関する諸件の国内審議は, 実質的には「つりあい試験研究会」(会長: 久野五十男, 事務所: 東京都世田谷区廻沢 576, 青山学院大学理工学部内) に委ねている。同研究会はこの方面の学識経験者の団体であって, 同会の協力により SC 1 の取扱う分野に関しては, 国内全般の意見が公正に集約できると考えられる。これ以外にもさらに広くのご意見・ご希望を伺うことができればいっそう幸せであり, 関係各位のご協力をお願いしたい。ご連絡・お問合わせは日本機械学会内 ISO/TC 108 調査班, または上記つりあい試験研究会まで。

なお, ISO/TC 108 全般の活動状況については, 日本機械学会誌第 72 巻第 606 号 (昭和 44 年 7 月), 954 ページ以下などの報告がある。

昭和22年12月15日 第三種郵便物認可（毎月1回5日） 昭和46年1月5日発行 VOL. 74 NO. 624 JAN. 1971

# 日本機械学会誌

JOURNAL OF THE JAPAN SOCIETY  
OF MECHANICAL ENGINEERS

VOL. 74  
NO. 624  
JAN. 1971

機械工学特集  
昭和46年1月