

日本機械学会論文集(A編)  
51巻471号(昭60-11)

## Nimonic 80A における弾塑性損傷とクリープ損傷の相互作用\*

村上澄男\*\*, 佐野村幸夫\*\*\*, 服部 満\*\*\*\*  
Sumio MURAKAMI, Yukio SANOMURA, Mitsuru HATTORI

**Key Words**: Plasticity, Damage Mechanics, Creep, Creep Damage, Elastic-Plastic Damage, Nimonic 80A, Anisotropy, Evolution Equation, Constitutive Equation

### 1. 緒 言

室温での弾塑性変形は、しばしば金属あるいは合金の内部損傷を引き起こす<sup>(1)~(4)</sup>。このような内部損傷は一般に、変形に伴う種々の微視的空隙の生成と成長によってもたらされるが、その空隙発生の主な機構としては、すべりあるいは双晶の交差による粒内へき開き裂の発生<sup>(1)(2)</sup>、転位の堆積による粒界炭化物の割れ<sup>(1)(2)</sup>、すべり帯と粒界との交差<sup>(3)</sup>、粒内の不純物介在物の割れあるいは介在物と母材のはく離<sup>(2)(3)(5)</sup>、粒界すべりの拘束による粒界空隙の発生<sup>(2)(3)</sup>、などをあげることができる。したがって、弾塑性損傷は、材料の力学的挙動に大きな影響を与えるだけでなく、その延性、剛性、強度の低下、あるいは残存寿命の減少などの材料劣化を引き起こす<sup>(6)~(10)</sup>。このため、この問題はすでに、金属物理学的ならびに連続体力学的観点からいくつかの研究の対象となっている<sup>(4)(6)~(10)</sup>。このうち特に、室温での弾塑性損傷が材料のその後のクリープ挙動に与える影響については、Dysonら<sup>(11)~(13)</sup>、Hayhurstら<sup>(14)</sup>によって一連の研究が行われている。

このように弾塑性損傷は、クリープ損傷と同じく顕著な異方性をもつだけでなく、クリープ損傷に比べてその発生、発展の微視的機構が複雑であり、しかもそれが応力変動様式に強く依存するため、これを連続体力学的に定式化しようとする研究<sup>(15)~(18)</sup>はクリープ損傷に対するほど系統的には行われていない。このため、弾塑性損傷がその後のクリープ挙動に及ぼす影響、あるいは弾塑性損傷とクリープ損傷の相互作用を

満足に記述するような一般的異方損傷理論はこれまでのところ展開されていない。

この論文ではまず、多結晶金属の損傷状態を2階対称なテンソル変数で記述した著者らの異方クリープ損傷理論<sup>(19)~(22)</sup>を弾塑性損傷に対して拡張するとともに、弾塑性損傷とクリープ損傷の微視的機構、ならびにその力学的効果に関する従来の実験結果を考慮して、弾塑性損傷とクリープ損傷の相互作用を定式化する。つづいて、その理論の妥当性と限界を検討する目的から、Nimonic 80A における引張りおよびねじり塑性予ひずみ後のクリープとクリープ損傷過程を解析するとともに、その解析結果を対応する実験結果と比較する。

### 2. 弾塑性損傷とクリープ損傷の相互作用の定式化

粒内すべりあるいは粒界すべりが顕著な温度範囲での弾塑性損傷は、主に粒界空隙によってもたらされる<sup>(1)~(4)</sup>。このような粒界空隙は、粒内すべりと粒界あるいは粒界析出物との交差、粒界三重点、粒界上のたな (ledge)、あるいは不純物粒子による粒界すべりの妨害と、それによって引き起こされる応力集中によって形成され<sup>(2)(3)(12)</sup>、その配列と配向は作用応力の方向に著しく依存する。例えばDysonら<sup>(12)</sup>は、引張り、圧縮、ならびにねじり塑性変形を与えたNimonic 80Aの微視的構造変化を高圧透過形電顕で観察し、材料内に多数の粒界空隙が形成されることを確かめた。また、これらの空隙は、主に最大主応力に平行な粒界上に形成されることを見出した。

これに対し、クリープ損傷による空隙は、結晶粒の角 (grain corners)、不純物粒子、たな、段 (step) のような粒界の不規則面上での粒界すべりによって生成する<sup>(23)(24)</sup>。これらの空隙の発達は、最大引張応力に垂

\* 昭和59年11月4日 北陸信越支部北陸地方(富山)講演会において論文講演として講演、原稿受付 昭和59年6月27日。

\*\* 正員、名古屋大学工学部 (☎464 名古屋市千種区不老町)。

\*\*\* 正員、徳山工業高等専門学校 (☎745 徳山市久米高城 3538)。

\*\*\*\* 学生員、豊橋技術科学大学大学院 (☎440 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘 1-1)。

直な粒界上で最も著しく、顕著な異方性をもつ<sup>(23)(24)</sup>。

前述の弾塑性損傷を損傷力学の観点から取扱った研究はすでにいくつか行われている。単軸状態に対して、HultとBroberg<sup>(25)(26)</sup>は、Kachanov-Rabotnovのクリープ損傷理論<sup>(27)</sup>を拡張して、応力の増加によって時間非依存な弾塑性損傷も発生すると考え、この両者をまとめて定式化した。一方、LemaitreとChaboche<sup>(9)(3)</sup>は、損傷変数を弾性係数の変化によって定義するとともに、時間非依存な弾塑性損傷は応力 $\sigma$ がある限界値 $\sigma_s$ に達してはじめて発生すると考えて、一次元弾塑性損傷理論を展開した。これらの理論は、損傷の等方性を仮定すれば、ただちに多軸応力状態に対して一般化できる<sup>(9)</sup>。しかし、より精密な異方損傷理論を定式化するためには、その損傷状態をさらに適切な力学変数で記述する必要がある。以下では、損傷状態を2階対称なテンソル変数で記述した村上と大野の異方クリープ損傷理論<sup>(19)(20)</sup>に適切な修正を施すことにより、弾塑性損傷に対しても適用する。

まず、粒内すべりあるいは粒界すべりによる弾塑性損傷を議論の対象とすれば、弾塑性損傷とクリープ損傷はいずれも粒界での空隙分布と関係づけられ、したがって損傷テンソル $\Omega$ は、弾塑性損傷テンソル $\Omega^{EP}$ とクリープ損傷テンソル $\Omega^C$ の単純な重ね合せとして、次のように書ける。

$$\Omega = \Omega^{EP} + \Omega^C \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで損傷テンソル $\Omega$ は、損傷によって生じた粒界空隙の三次元的な面積密度を記述するものと解釈できる<sup>(19)(20)</sup>。このような内部損傷の力学的効果を、空隙の存在による有効面積の減少と解釈すれば、Cauchy応力 $\sigma$ は拡大され、その値は

$$S = (\sigma\Phi + \Phi\sigma)/2, \quad \Phi = (I - \Omega)^{-1} \quad \dots\dots (2)$$

のような実質応力テンソルによって与えられる<sup>(19)(20)</sup>。ここで $\Phi$ は、材料損傷による応力 $\sigma$ の拡大を定義するから、損傷効果テンソルと呼ぶことにする。

このような損傷テンソルの発展を記述する方法として、応力あるいはひずみ空間内に損傷曲面を規定する方法<sup>(15)~(17)</sup>と、損傷の発達に微視的機構、あるいはその力学的効果を考慮して直接に損傷発展式を規定する方法<sup>(20)(28)~(30)</sup>の二つがある。特に前者の方法として、KrajcinovicとFonseka<sup>(17)</sup>は、脆性材料の損傷状態を空隙密度ベクトル $\omega$ で表現するとともに、ひずみ空間内に損傷曲面 $f=f(\epsilon, \omega)$ を導入し、これをポテンシャル面として損傷発展式を定式化した。同様な概念は、2階のき裂密度テンソル $\Omega$ と、応力ならびにひずみ空間での損傷曲面、 $g(\sigma, \Omega)$ 、 $h(\epsilon, \Omega)$ を用いて、DragonとMróz<sup>(16)</sup>によっても議論されている。

これらの理論では、発展式の定式化の手順は系統的であるが、損傷曲面の形状とその変化を決定するには非常に多くの損傷実験を行わなければならないという困難さがある。これに対して、上述の弾塑性損傷とクリープ損傷は、その機構が十分明らかにされている。このため以下では、式(1)の $\Omega^{EP}$ と $\Omega^C$ の発展式を第2の方法に従って定式化することにする。

はじめに、式(1)の損傷テンソル $\Omega^{EP}$ と $\Omega^C$ はいずれも、粒界すべりによってもたらされる空隙の面積密度を表し、粒界すべりはまたそれぞれ時間非依存な弾塑性ひずみ $\epsilon^{EP}$ と時間 $t$ の増大によって支配される。さらに損傷の発達に対する応力と損傷の効果が、式(2)の $S$ と $\Phi$ だけを通じて現れるとすると、弾塑性損傷とクリープ損傷の発展式は次のように書ける。

$$d\Omega^{EP} = H^{EP}(S, \Phi, \epsilon^{EP}, \epsilon^C) d\epsilon^{EP} \quad \dots\dots\dots (3\cdot a)$$

$$d\Omega^C = H^C(S, \Phi, \epsilon^{EP}, \epsilon^C) dt \quad \dots\dots\dots (3\cdot b)$$

ここで $H^{EP}$ と $H^C$ は、それぞれ4階および2階のテンソル関数を表す。

特に、室温での弾塑性変形の過程で応力の主方向が変化せず、比例負荷を受ける場合には、式(3・a)は次のような積分した形に表すことができる。

$$\Omega^{EP} = \bar{H}^{EP}(\epsilon^{EP}) \quad \dots\dots\dots (4)$$

このような弾塑性損傷に対し、前述のDysonらの実験結果<sup>(11)(12)</sup>を考慮すれば、式(4)はさらに

$$\Omega^{EP} = \gamma^{EP} I + \sum_{i=1}^3 M^{EP(i)} [n^{(i)} \otimes n^{(i)}] \quad \dots\dots\dots (5\cdot a)$$

のように具体化できる。ここで $\gamma^{EP}$ 、 $M^{EP(i)}$ は弾塑性ひずみ $\epsilon^{EP}$ のスカラ関数と4階のテンソル関数であり、さらに $n^{(i)}$ は $\epsilon^{EP}$ の主方向を表す。

一方、式(3・b)のクリープ損傷に対しても、クリープ損傷過程に対する従来の観察結果<sup>(24)(27)</sup>を考慮すれば

$$\begin{aligned} \Omega^C = & \gamma^C I + \sum_{i=1}^3 M^{C(i)} [\nu^{(i)} \otimes \nu^{(i)}] \\ & + \sum_{j=1}^3 N^{C(j)} [\nu_j^{(j)} \otimes \nu_j^{(j)}] \quad \dots\dots\dots (5\cdot b) \end{aligned}$$

のように書ける<sup>(19)(20)</sup>。ここで $\gamma^C$ 、 $M^{C(i)}$ 、 $N^{C(j)}$ は $S$ 、 $\Phi$ 、 $\epsilon^{EP}$ 、 $\epsilon^C$ のスカラ関数と4階のテンソル関数であり、また $\nu^{(i)}$ と $\nu_j^{(j)}$ は実質応力テンソル $S$ とその偏差テンソル $S_D$ の正の主値に対応する主方向を表す。

最後に、このような損傷材料のクリープ変形に対する応力と損傷の効果が、式(2)の $S$ と $\Phi$ だけを通じて表されるとすると、そのクリープ構成式は

$$\dot{\epsilon}^C = G(S, \Phi, \epsilon^{EP}, \epsilon^C) \quad \dots\dots\dots (6)$$

の形に書ける。

3. クリープ損傷の発展式と構成式

3.1 クリープ損傷の発展式と構成式 図1に見られるように、750°Cにおける Nimonic 80A の一定引張り、および一定ねじりクリープでは明りょうな第1期クリープ段階は認められず、負荷の直後から第2期クリープ状態となる。したがって、クリープ損傷のない場合のクリープ速度は Mises の流れ法則と Mises の相当応力によって支配されると仮定すれば、損傷材料のクリープ構成式は次の形に書ける。

$$\dot{\epsilon}^c = (3/2)A(S_{EQ})^{n-1}S_D \dots\dots\dots (7\cdot a)$$

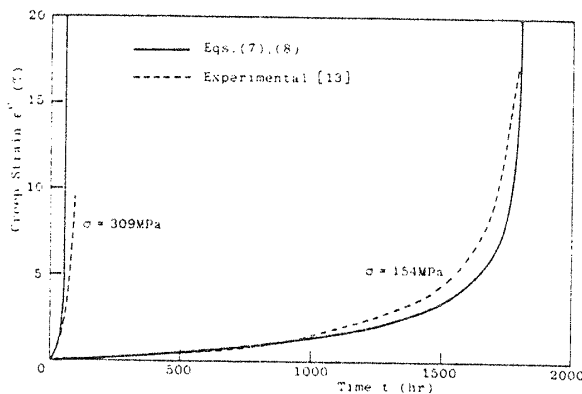
$$S_{EQ} = [(3/2)\text{tr} S^2]^{1/2} \dots\dots\dots (7\cdot b)$$

ここに、 $S_D$  は実質応力テンソル  $S$  の偏差テンソルであり、また  $A, n$  は材料定数である。

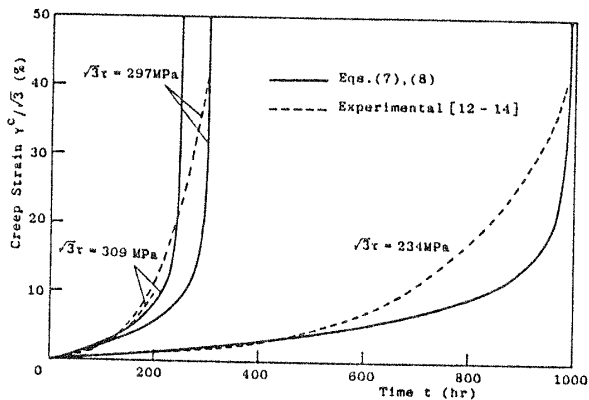
クリープ損傷に対する従来の実験結果<sup>(24)(27)(31)</sup>を考慮し、しかもクリープ損傷の発達を最大主応力に垂直な面上だけに限れば、式(5・b)の具体的な形は

$$\dot{\Omega}^c = B[\zeta S^{(1)} + (1-\zeta)S_{EQ}]^k [\text{tr}(\nu^{(1)} \otimes \nu^{(1)})]^l \times \nu^{(1)} \otimes \nu^{(1)} \dots\dots\dots (8)$$

のように書くことができる<sup>(22)</sup>。ここに  $S^{(1)}$  と  $\nu^{(1)}$  は、それぞれ  $S$  の正の最大主値と対応する主方向を表す。



(a) 単軸引張り



(b) ねじり

図1 クリープ試験結果と計算結果

また、 $B, k, l, \zeta$  は材料定数である。

250°Cでの銅薄肉円管試験片に対する実験結果<sup>(22)</sup>によれば、クリープ損傷の異方性のため、主応力方向が変化する場合には、一定組合せ応力の場合よりもクリープ破断時間が著しく増大する。発展式(8)は、このような傾向を十分合理的に予測することができる。

3.2 クリープ損傷に対する解析結果と実験結果の比較 図1(a), (b)の破線は、750°Cにおける Nimonic 80A の薄肉円管試験片に対する引張りおよびねじりクリープ試験の結果<sup>(12)-(14)</sup>を示す。図1(a)の単軸引張応力  $\sigma = 154, 309$  MPa ならびに同図(b)のねじり応力  $\sqrt{3}\tau = 309$  MPa に対する実験結果は、Dyson と McLean<sup>(13)</sup>によるものであり、また図1(b)のねじり応力  $\sqrt{3}\tau = 234, 297$  MPa の実験結果は、それぞれ Dyson ら<sup>(12)</sup>ならびに Hayhurst ら<sup>(14)</sup>により報告されたものである。いずれの実験結果においても、第1期クリープ段階は、ほとんど現れず、負荷の直後に第2期段階となる。その後十分長い第3期段階の後、最終的な破断に至る。図1の実験では、いずれも同じ熱処理を受けた同一寸法の試験片が用いられ、このため実験結果に大きなばらつきは認められない。

一方、図1の実線は、式(7), (8)による実験結果の当てはめを示す。式(7), (8)の計算に際しては、次の材料定数を用いた。

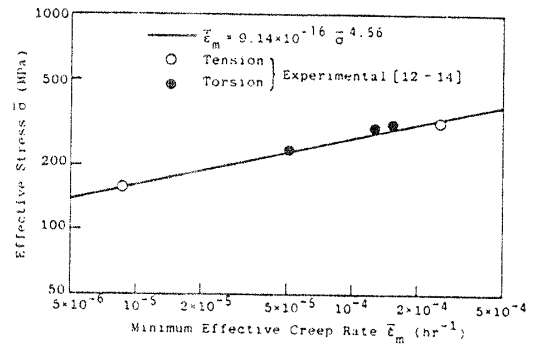


図2  $\sigma - \bar{\epsilon}_m$  関係

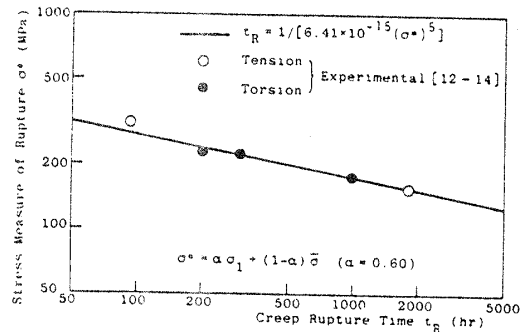


図3  $\sigma^* - t_R$  関係

$$\left. \begin{aligned} A &= 9.14 \times 10^{-16}, & n &= 4.56, & \zeta &= 0.46 \\ B &= 1.732 \times 10^{-15}, & k &= 5.0, & l &= -2.3 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(9)$$

ここで応力と時間の単位は、MPaならびに hr を用いた。これらの材料定数は以下のようにして定めた。

まず図 2 は、図 1 の第 2 期段階のクリープ速度に対する実験結果を、相当応力  $\bar{\sigma}$  と相当クリープ速度  $\bar{\epsilon}_m$  について整理したものであって、この図の  $\log \bar{\sigma}$ - $\log \bar{\epsilon}_m$  直線の傾きと切片から、式(9)の  $n$  と  $A$  を決定した。一方図 3 は、図 1 の実験結果に基づき、最大主応力  $\sigma_1$  と相当応力  $\bar{\sigma}$  の線形結合で表した応力規準

$$\sigma^* = \alpha \sigma_1 + (1 - \alpha) \bar{\sigma} \quad (\alpha = 0.6) \dots\dots\dots(10)$$

と破断時間  $t_R$  の関係を示したものである。この  $\log \sigma^*$ - $\log t_R$  直線の傾きと切片から、それぞれ  $k$  と  $B$  を定めた。また、 $l$  は単軸引張クリープ曲線を最もよく記述できるように試行錯誤法により定めた。さらに  $\zeta$  の値は、式(8)による一定組合せ状態の破断時間が上で定めた  $B$  と  $k$  を用いて、実験結果と最もよく一致するように決定した。

図 1(a)のように、式(7)、(8)は、単軸引張りの実験結果をクリープ曲線全体にわたってよく記述する。ただし、 $\sigma = 309$  MPa の破断時間が一致していないのは、 $\sigma = 154$  MPa の破断時間と図 1(b)のねじりクリープ試験における破断時間を精度よく記述できるように式(9)の材料定数を選んだからである。

さらに図 1(b)に見られるように、式(7)、(8)はねじりクリープ試験の破断時間も精度よく記述する。しかし、クリープ変形挙動については、第 2 期クリープ段階のクリープ速度をよく記述するにもかかわらず、第 3 期段階のクリープ速度を小さめに見積もる。これは、作用応力状態による空隙発達様式あるいは空隙の大きさの違い、クリープ変形に及ぼす偏差応力テンソル第 3 不変量の影響、などを考えることができ

る。

最後に、変動応力状態に対する式(7)、(8)の妥当性を検討する目的から、図 4 に Hayhurst ら<sup>(14)</sup> による反転ねじりクリープ試験結果と式(7)、(8)による計算結果の比較を示す。図中の破線は実験結果であり、また実線は計算結果である。まず、図 4 の実験結果を図 1(b)の同じ応力レベルの一定ねじりクリープ試験結果と比較する。応力反転前までのクリープ速度は、図 1(b)のそれと 5% 以内の精度で一致している。しかし、クリープ破断時間は、一定ねじりクリープと反転ねじりクリープで、それぞれ  $t_R = 298, 332$  hr となり、一定ねじりクリープに比べて約 11% 寿命が増大する。したがって、応力反転による寿命の増大は、実験結果のばらつきではなく、おもに損傷の異方性に起因するものと考えられる。これに対して、図 1(b)、図 4 でのクリープ破断時間の計算値は、それぞれ  $t_R = 300, 363$  hr であり、実験結果にみられる破断寿命の増大を表現する。ただし、計算結果は実験結果に比べて約 10% 長い寿命を予測するが、この原因としては、実験結果のばらつきのほか、損傷発展式(8)において、損傷発達方向を最大主応力に垂直な面上だけに限ったことがあげられる。後者の原因を除くには、式(8)において損傷の等方的発達も考慮しなければならない。

#### 4. 塑性損傷発展式の定式化

##### 4.1 塑性損傷に対する Dyson らの観察結果

Dyson と Rodgers<sup>(11)</sup> は、室温で引張変形を与えた Nimonic 80A 試験片に対して 750°C で引張クリープ試験を行い、試験後の試験片組織を光学顕微鏡によって観察した。この結果、粒界上に多数の微視的空隙が生成しており、しかもその数は塑性予ひずみの大きさとともに増加することを確認し、さらにこれらの空隙がその後のクリープ特性(クリープ強さ、クリープ破断寿命、クリープ延性の著しい低下)に大きな影響を与えることを示した(図 6 参照)。

つづいて Dyson ら<sup>(12)</sup> は、種々の応力状態のもとでの塑性損傷状態を明らかにする目的から、室温で引張り、圧縮、ねじりによる予塑性変形を与えた後、750°C で 2 時間焼鈍した Nimonic 80A 試験片に対し、1 MeV の透過形電顕により、空隙発達の定量的観察を行った。その結果、塑性予変形によっておびただしい粒界空隙が発生するが、同じ相当塑性ひずみに対しても、粒界空隙の体積密度は、引張り、ねじり、圧縮の順に小さくなることを確かめた。さらに彼らは、これらの空隙はいずれの場合も、最大主応力に平行な粒界

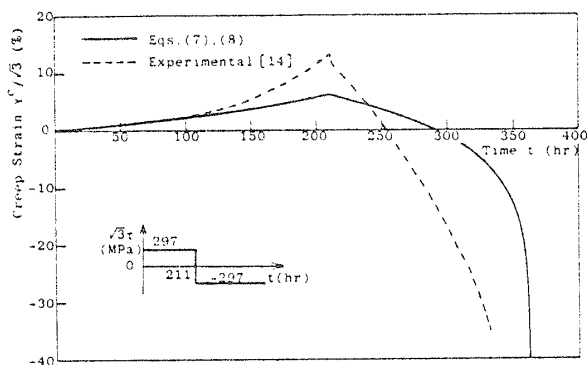


図 4 反転ねじりクリープ試験結果と計算結果

上にもっとも頻繁に形成され、したがってその分布は著しい異方性をもつことを示した。しかも、このような空隙分布の異方性は、引張りや圧縮に比べてねじりにおけるほうがいっそう顕著であった。このような塑性損傷の異方性のため、順ねじり塑性予ひずみと逆ねじり塑性予ひずみでは、その後のねじりクリープ特性に与える影響に大きな差異が認められた (図7参照)。

**4.2 Nimonic 80A に対する塑性損傷状態の表現とその具体化** 前節で述べたように、室温での塑性変形は、Nimonic 80Aのその後のクリープ特性にさまざまな影響を及ぼす。このような予塑性変形材料のクリープ変形挙動を精密に記述するには、塑性変形によって引き起こされた内部損傷状態を定量化しなければならぬ。この研究では、塑性損傷が式(5)のような2階対称テンソル(以下  $\Omega^p$  と記す)によって記述できると仮定し、その大きさを後述のクリープ試験におけるクリープ破断時間から決定することにする。

まず式(1)を用いれば、クリープ損傷の発展式(8)は、単軸状態に対して次のように書ける。

$$\dot{Q}^c = B \frac{\sigma^k}{(1-Q)^{k+l}} = B \frac{\sigma^k}{(1-Q^c - Q^p)^{k+l}} \quad \dots\dots\dots(11)$$

式(11)を初期条件  $t=0$  のとき  $Q^c=0$  のもとで積分し、破断条件  $t=t_R$  のとき  $Q=Q^c+Q^p=1$  を考慮すれば、予塑性変形後のクリープ破断時間  $(t_R)_{\epsilon^p}$  は次式で与えられる。

$$(t_R)_{\epsilon^p} = \frac{(1-Q^p)^{k+l+1}}{B(k+l+1)\sigma^k} \quad \dots\dots\dots(12)$$

一方、処女材のクリープ破断時間  $(t_R)_0$  は、式(12)において  $Q^p=0$  と置いて求めることができる。

$$(t_R)_0 = 1/[B(k+l+1)\sigma^k] \quad \dots\dots\dots(13)$$

となる。したがって式(12)、(13)を用いれば、塑性損傷  $Q^p$  を次のように規定することができる。

$$Q^p = 1 - [(t_R)_{\epsilon^p} / (t_R)_0]^{1/(k+l+1)} \quad \dots\dots\dots(14)$$

同様な関係は、ねじり塑性予ひずみ後のねじりク

リープ破断試験に対しても成立し、結局単純応力状態に対し、次の関係が得られる。

$$Q^p = 1 - [(t_R)_{\epsilon^p} / (t_R)_0]^{1/(k+l+1)} \quad \dots\dots\dots(15)$$

ここに、 $(t_R)_{\epsilon^p}$  は  $\epsilon^p$  の相当塑性予ひずみ後のクリープ破断時間を表す。

図5は、図中の文献の実験結果を式(15)に代入して求めた塑性損傷  $Q^p$  と相当塑性予ひずみ  $\epsilon^p$  の関係を表す。すなわち、図中の○印は引張り塑性予ひずみ後の引張クリープ試験結果<sup>(11)</sup>であり、また●印と⊙印は後述図7のねじり塑性予ひずみ後のねじりクリープ試験結果<sup>(12)(14)</sup>を示す。

図5に見られるように、引張り、ねじりいずれの場合も、相当塑性予ひずみ  $\epsilon^p$  の増加に伴い、塑性損傷は増大する。特に引張りの場合、 $\log Q^p - \log \epsilon^p$  関係は、ほぼ直線で表せることがわかる。しかし、同じ相当塑性予ひずみに対しても、ねじり塑性予ひずみによる塑性損傷(●、⊙印)は、引張塑性予ひずみによる塑性損傷(○印)よりもいくぶん少ない。この傾向は、引張りによって生成する粒界空隙密度がねじりによるそれよりも大きいという前述のDysonら<sup>(12)</sup>の観察結果と一致し、力学的観点からは、塑性損傷に対する次のような偏差塑性予ひずみテンソル第2不変量  $K_2$  と第3不変量  $K_3$  の効果として表現することができる。

$$K_2 = \frac{1}{2} \epsilon_{ij}^p \epsilon_{ij}^p, \quad K_3 = \frac{1}{3} \epsilon_{ij}^p \epsilon_{jk}^p \epsilon_{ki}^p \quad \dots\dots\dots(16)$$

一方、図5に見られる第2の特徴は、順ねじり塑性予ひずみ(⊙印)と逆ねじり塑性予ひずみ(●印)によって塑性損傷  $Q^p$  が大きく異なっていることである。これは、塑性損傷とクリープ損傷における異方性の相互作用が、クリープ破断時間に顕著な影響を及ぼしているためと解釈できる。

前節で述べたように、塑性損傷による空隙は、おもに最大主応力に平行な粒界上に形成される。このような方向性と、上述の傾向を考慮すれば、式(5・a)は次のような形に書ける。

$$\begin{aligned} \Omega^p &= f(K_2, K_3)[n^{(2)} \otimes n^{(2)} + n^{(3)} \otimes n^{(3)}] \\ &+ g(K_2, K_3)I = f(K_2, K_3)[I - n^{(1)} \otimes n^{(1)}] \\ &+ g(K_2, K_3)I \quad \dots\dots\dots(17) \end{aligned}$$

上式の右辺第1項は、最大主応力に平行な面上に形成される塑性損傷の異方的な効果を表し、また第2項は、塑性損傷の等方的な発達を記述する。

式(17)の関数  $f, g$  の具体的で簡単な形として、

$$\left. \begin{aligned} f(K_2, K_3) &= F[(4/3)K_2]^{\mu/2} \\ g(K_2, K_3) &= G[4K_3]^{\nu/3} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(18)$$

を考慮することができる。ここに、 $F, G, \mu, \nu$  は材料定数である。式(17)は、ねじり塑性予ひずみを与えたと

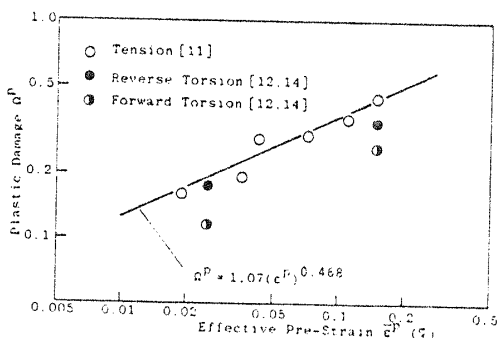


図5 塑性損傷  $Q^p$  と相当塑性予ひずみ  $\epsilon^p$  の関係

き、式(18)から  $g(K_2, K_3)=0$  となり、最も大きな異方性を表現する。これに対し、引張塑性予ひずみを与えたときには、 $g(K_2, K_3) \neq 0$  となり、式(17)は等方的な発達も記述する。このため、空隙体積密度に対応する  $\text{tr } \mathcal{Q}^p$  は、同じ相当塑性予ひずみに対して、引張り、ねじりの順に小さくなり、式(17)、(18)は前述の Dyson ら<sup>(12)</sup>の観察結果に見られる特徴を記述することができる。

式(17)、(18)の塑性損傷の計算には、次のような材料定数を用いた。

$$F=0.806, \quad \mu=0.323, \quad G=1.07, \quad \nu=0.468 \quad \dots\dots\dots(19)$$

この材料定数のうち  $G$  と  $\nu$  は、図5の引張塑性予ひずみでの  $\log \mathcal{Q}^p - \log \epsilon^p$  直線の切片と傾きからそれぞれ求めた。一方、 $F$  と  $\mu$  は逆ねじり塑性予ひずみ後のクリープ破断時間を精度よく記述するように定めた。

塑性損傷材料に対しても、クリープ損傷の発展式とクリープ構成式は、式(7)、(8)と同一形

$$\begin{aligned} \dot{\mathcal{Q}}^c &= B[\zeta S^{(1)} + (1-\zeta)S_{\epsilon_0}]^k [\text{tr}(\Phi \nu^{(1)} \otimes \nu^{(1)})]^l \\ &\quad \times \nu^{(1)} \otimes \nu^{(1)} \dots\dots\dots(20 \cdot a) \\ \dot{\epsilon}^c &= (3/2)A(S_{\epsilon_0})^{n-1} S_D \dots\dots\dots(20 \cdot b) \end{aligned}$$

で記述できるものと仮定する。このとき塑性損傷の効果は、式(1)の関係式と、式(2)で定義される実質応力テンソル  $S$  と損傷効果テンソル  $\Phi$  を用いて表現されている。なお式(20)の計算に際しては、式(9)の材料定数を用いた。

5. 計算結果、ならびに実験結果との比較

図6は、15%の引張塑性予ひずみ後の引張クリープ試験結果<sup>(14)</sup>と、式(17)~(20)による計算結果との比較を示す。図中の破線は実験結果であり、また実線は計算結果である。なお、図には参考のために、処女材

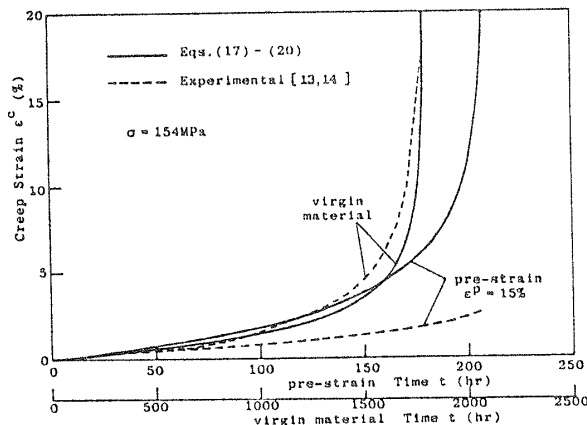


図6 引張塑性予ひずみ後の単軸引張クリープ試験結果と計算結果

の引張クリープ試験結果と計算結果も示す。ただし、処女材に対しては横軸の時間目盛を10倍にしてある。

図に見られるように、予ひずみ材のクリープ特性は、処女材のそれとは大きく異なっている。例えば、処女材、予ひずみ材に対する最小クリープ速度  $\dot{\epsilon}_m$  の実験値は、それぞれ  $\dot{\epsilon}_m=9 \times 10^{-6}, 8 \times 10^{-5} \text{ hr}^{-1}$  となり、塑性予ひずみのために約9倍に増加する。また、処女材、予ひずみ材に対するクリープ破断ひずみ  $\epsilon_R$  は、それぞれ  $\epsilon_R=18, 2.7\%$ 、クリープ破断時間  $t_R$  は、それぞれ  $t_R=1800, 206 \text{ hr}$  となり、塑性予ひずみとともにクリープ延性、クリープ破断強さが著しく減少する。このような傾向は、他の大きさの塑性予ひずみに対しても確かめられている<sup>(11)</sup>。

これに対して、式(17)~(20)は、塑性予ひずみによる最小クリープ速度の増大と破断寿命の低下をよく表現する。しかしながら、式(17)~(20)は初期のクリープ速度をよく記述するにもかかわらず、その後のクリープ速度を大きく見積もり、したがってクリープ破断ひずみにも大きな値を与える。この原因の一つとして、式(17)~(20)が予ひずみ材にみられる損傷の著しい局所性を十分な精度で記述し得ないことをあげることができる。すなわち、光学顕微鏡観察結果によれば、塑性予ひずみの大きな材料ほど、クリープ破断後の破断面近傍にはr形空隙の合体によるクラックを生じており、そこでの空隙密度が他の場所よりも明らかに大きいことが確かめられている<sup>(11)</sup>。このことは、大きな塑性変形によって生じる塑性損傷では、試験片の全域にわたって一様な損傷場が実現され難いことを意味する。したがって、このような塑性損傷によるその後のクリープ損傷の局所化のために、予ひずみ材では第3期クリープ段階の占める時間割合が減少するとともに、クリープ延性の低下をもたらしたと考えることができる。したがって、式(17)~(20)によって図6の実験結果をいっそう正確に記述するには、このような処女材と予ひずみ材に対する損傷の局所性の違いを考慮できるようにクリープ変形に対する新しい実質応力テンソルを定義する必要がある<sup>(19)</sup>。

次に図7(a)、(b)は、それぞれ Dyson ら<sup>(12)</sup>と Hayhurst ら<sup>(14)</sup>によるねじり塑性予ひずみ後のねじりクリープ試験結果と式(17)~(20)による計算結果との比較を示す。図中の破線は実験結果であり、また実線は計算結果を表す。なお図には参考のために、処女材のねじりクリープ試験結果と計算結果も示してある。

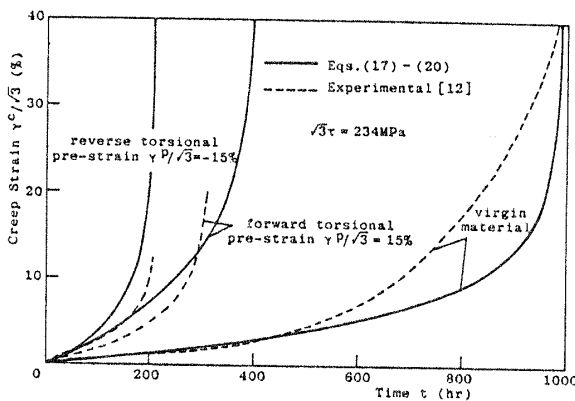
ねじり塑性予ひずみ後のねじりクリープ試験結果にみられる著しい特徴は、順ねじり塑性予ひずみと逆ね

じり塑性予ひずみのようにねじり塑性予ひずみの方向の違いによってその後のクリープ特性に与える影響が大きく異なることである。例えば、順ねじり塑性予ひずみ材と逆ねじり塑性予ひずみ材に対するクリープ破断時間  $t_R$  の実験値は、 $\sqrt{3}\tau=234$  MPa,  $\epsilon^p=15\%$  のとき、それぞれ  $t_R=311, 207$  hr [図 7 (a) 参照] であり、また  $\sqrt{3}\tau=297$  MPa,  $\epsilon^p=2.5\%$  のとき、それぞれ  $t_R=188, 146$  hr [図 7 (b) 参照] となる。このことは、塑性損傷とクリープ損傷の異方性の効果に起因し、次のように説明することができる。すなわち、前述のように、塑性損傷による空隙は、主に最大主応力に平行な粒界上に形成されるのに対して、クリープ損傷は最大主応力に垂直な粒界上に著しく発達する。順ねじり塑性予ひずみ材では、塑性損傷とクリープ損傷時に作用する最大主応力の方向が一致するので、クリープ損傷は、塑性損傷の形成されている面上から  $90^\circ$  回転した別の面上に発達する。これに対して、逆ねじり塑性予ひずみ材のように、塑性損傷とクリープ損傷時に作用する最大主応力の方向が互いに  $90^\circ$  回転する場合には、クリープ損傷はすでに塑性損傷の形成されている

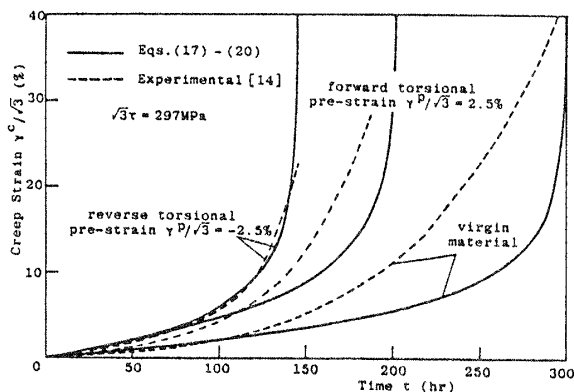
同じ面上に進展する。したがって、逆ねじり塑性予ひずみ材のクリープ破断時間は、順ねじり塑性予ひずみ材のそれよりも短くなる。このようなクリープ損傷過程の予塑性ねじり方向依存性は、従来の等方損傷理論では記述できない。

一方、式(17)~(20)によるクリープ破断時間  $t_R$  は、順ねじり塑性予ひずみ材と逆ねじり塑性予ひずみ材に対して、 $\sqrt{3}\tau=234$  MPa,  $\epsilon^p=15\%$  のとき、それぞれ  $t_R=402, 207$  hr [図 7 (a) 参照] であり、また  $\sqrt{3}\tau=297$  MPa,  $\epsilon^p=2.5\%$  のとき、それぞれ  $t_R=202, 145$  hr [図 7 (b) 参照] となり、実験結果の傾向をよく記述する。しかし詳細に見れば、式(17)~(20)は順ねじり塑性予ひずみ材に対する破断時間を  $10\sim 20\%$  大きく見積もる。この原因としては、クリープ損傷発展式(20・a)において、損傷の発達を最大主応力に垂直な面上だけに限ったことと、塑性損傷発展式(17), (18)において、ねじり塑性予ひずみを与えたときの顕著な異方性を表現するために、関数  $g$  の具体的な形として偏差塑性予ひずみテンソル第3不変量だけを用いて定式化したことをあげることができる。しかし、図7の実験結果と計算結果に見られるこの程度の違いは、實際上大きな意味をもつものではないことに注意すべきである。

次に、式(17)~(20)によるクリープ速度は、クリープ変形過程の全体にわたって、見かけ上実験結果とよく一致している。これは、式(17)~(20)が、処女材に対する第3期クリープ段階のねじりクリープ速度を小さく見積もる効果と、損傷の局所性の効果によって予ひずみ材に対するクリープ速度を大きく見積もる効果が相殺することに起因する。したがって厳密には、このような応力状態や損傷状態をいっそう適切に反映するように、クリープ変形に対する実質応力テンソルを定義する必要がある<sup>(19)(21)</sup>。



(a)  $\sqrt{3}\tau=234$  MPa



(b)  $\sqrt{3}\tau=297$  MPa

図 7 ねじり塑性予ひずみ後のねじりクリープ試験結果と計算結果

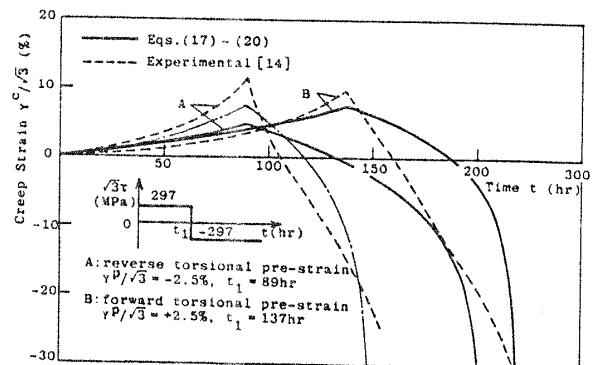


図 8 ねじり塑性予ひずみ後の反転ねじりクリープ試験結果と計算結果

最後に、図8はHayhurstら<sup>(14)</sup>によるねじり塑性予ひずみ後の反転ねじりクリープ試験結果と、式(17)~(20)による計算結果との比較を示す。図中の破線は実験結果であり、また実線は計算結果を表す。

まず実験結果を見ると、反転前までの順ねじり塑性予ひずみ材(曲線B)のクリープ速度は、図7(b)の対応する実験結果と5%以内の精度で一致する。しかし、逆ねじり塑性予ひずみ材(曲線A)のクリープ速度の実験値は、図7(b)の対応する実験結果に比べて全体的に大きく、最小クリープ速度でさえ約60%増加している。これに伴って破断時間も計算結果に比べて、約25%だけ短くなっている。これは実験のばらつきによるものであり、この逆ねじり塑性予ひずみ材に対する実験については、十分な再現性が得られていない。図中の一点鎖線は、参考のために応力値を5%大きくとり、 $\sqrt{3}\tau=311.9$  MPaとして行った計算の結果であり、実験結果をよく記述する。次に、順ねじり塑性予ひずみ材に対する実験結果と計算結果について比較すると、式(17)~(20)は、クリープ破断時間を精度よく予測する。このことは、損傷発展式の妥当性を裏付けることになる。

## 6. 結 言

本論文では、弾塑性損傷とクリープ損傷の微視的機構、ならびにその力学的効果に関する従来の実験結果を考慮して、弾塑性損傷とクリープ損傷の相互作用を定式化した。まず、粒内すべりあるいは粒界すべりが顕著な温度範囲の弾塑性損傷を主な対象とし、したがって弾塑性損傷とクリープ損傷が、ともに粒界空隙で支配されるものと仮定した。これにより、弾塑性損傷とクリープ損傷の単純な重ね合せとして損傷を定義して、それぞれの発展式を微視的観察結果に基づき規定した。次に、その理論の妥当性を検討する目的から、750°CのNimonic 80Aにおける塑性予ひずみ後のクリープとクリープ損傷過程を解析するとともに、対応する実験結果と比較した。その結果、室温での先行塑性変形がもたらすクリープ強さ、クリープ破断寿命の著しい低下をよく表現するとともに、塑性損傷とクリープ損傷の異方性の効果も適切に記述した。ただし、クリープ変形挙動をいっそう精密に記述するためには、クリープ構成式の中の実質応力テンソルについて今後さらに検討が必要である。

最後に、本研究の実施に際して貴重なご教示とご検

討をいただいた豊橋技術科学大学エネルギー工学系大野信忠助教授に謝意を表す。

## 文 献

- (1) Tetelman, A. S. and McEvily, Jr. A. J., (宮本訳), 構造材料の強度と破壊1, 2, (昭45), 培風館.
- (2) Knott, J. F., (宮本訳), 破壊力学の基礎, (昭52), 培風館.
- (3) Goods, S. H. and Brown, L. M., *Acta Met.*, 27-1 (1979), 1.
- (4) Murakami, S., *Failure Criteria of Structured Media*, Nijhoff (印刷中).
- (5) Schmitt, J. H. and Jalinier, J. M., *Acta Met.*, 30 (1980), 1789, 1799.
- (6) 村上, 材料, 31-1 (昭57), 1.
- (7) Hult, J., (Easterling, K. E. 編), *Mechanisms of Deformation and Fracture*, (1979), 233, Pergamon.
- (8) Lemaitre, J. and Chaboche, J. L., *J. Méc. Appl.*, 2 (1978), 317.
- (9) Lemaitre, J., *Trans. 5th Int. Conf. Struct. Mech. in Reactor Tech.*, Paper No. L5/1\*b, (1979), North-Holland.
- (10) Chaboche, J. L., *Nucl. Eng. Des.*, 64 (1981), 233.
- (11) Dyson, B. F. and Rodgers, M. J., *Metal Science*, 8 (1974), 261.
- (12) Dyson, B. F., ほか2名, *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 349 (1976), 245.
- (13) Dyson, B. F. and McLean, D., *Metal Science*, 11 (1977), 37.
- (14) Hayhurst, D. R., ほか2名, *Acta Met.*, 28 (1980), 1171.
- (15) Dougill, J. W., *ZAMP*, 27 (1976), 423.
- (16) Dragon, A. and Mróz, Z., *Int. J. Eng. Sci.*, 17 (1979), 121.
- (17) Krajcinovic, D. and Fonseka, G. U., *Trans. ASME, Ser. E*, 48 (1981), 809.
- (18) Cordebois, J. P. and Sidoroff, F., *J. Méc. Théor. Appl. Numéro Spécial*, (1982), 45.
- (19) 村上・大野, 機論, 47-418, A (昭56), 573.
- (20) Murakami, S. and Ohno, N., (Ponter, A. R. S. and Hayhurst, D. R. 編), *Creep in Structures*, (1981), 422, Springer.
- (21) 村上・今泉, 機論, 48-432, A (昭57), 1027.
- (22) 村上・佐野村, 機論, 51-465, A (昭60).
- (23) Langneborg, R., (Bressers, J. 編), *Creep and Fatigue in High Temperature Alloys*, (1981), 41, Applied Science.
- (24) Garofalo, F., (足立訳), 金属クリープの基礎, (昭43), 丸善.
- (25) Hult, J., (Zeman, J. L. and Ziegler, F. 編), *Topics in Applied Continuum Mechanics*, (1974), 137, Springer.
- (26) Broberg, H., *Trans. ASME, Ser. E*, 41 (1974), 809.
- (27) Kachanov, L. M., (大橋訳), 破壊力学の基礎, (昭52), 森北出版.
- (28) Vakulenko, A. A. and Kachanov, M. L., *Mekh. Tverdого Tela*, 6 (1971), 159.
- (29) Davison, L. and Stevens, A. L., *J. Appl. Phys.*, 44 (1973), 668.
- (30) Chaboche, J. L., (Boehler, J. P. 編), *Mechanical Behavior of Anisotropic Solids*, (1982), 737, Nijhoff.
- (31) Hayhurst, D. R., *J. Mech. Phys. Solids*, 20-6 (1972), 381.



## 討 論

〔質問〕 井上 達雄〔京都大学工学部〕

著者がすでに展開されたクリープ損傷の理論を拡張して弾塑性損傷を損傷力学的立場から取扱われ、その相互作用を考察された内容に敬服する。以下についてご教示いただければ幸いである。

(1) 式(3・a)の弾塑性損傷の発展式を式(4), (5・a), (17)のように積分形で表しておられ、クリープ損傷の表示と異なっている。これは、論文中で述べておられるように比例負荷の場合に有効と考えられるが、一般の場合にはどのように考えたらいいか。

(2) 例えば、式(5・a)の $n^{(i)}$ は弾塑性ひずみの主方向と記され、他にそれが主応力方向と表示されているが、論文を通じてそれらは同じものと考えてよいとお考えか。

〔回答〕 (1) ご指摘のように、一般的なひずみ履歴を受ける場合の弾塑性損傷の発展式については、式(3・a)を具体化する必要がある。このとき、2518ページ左欄35行～46行めで述べた二つの方法のうち、第2の方法に従えば、式(3・a)の最も簡単な形の一例として

$$d\Omega^{EP} = [f'(L_2, L_3)(I - n^{(i)} \otimes n^{(i)}) + g'(L_2, L_3)I] |de^{EP}| \dots\dots\dots (i)$$

を考えることができる。ここで、 $n^{(i)}$ は弾塑性ひずみ増分の主方向を表し、また $L_2$ と $L_3$ は次式のように定義する。

$$L_2 = \int \left( \frac{1}{2} \dot{e}_{ij}^{EP} \dot{e}_{ij}^{EP} \right) dt,$$

$$L_3 = \int \left( \frac{1}{3} \dot{e}_{ij}^{EP} \dot{e}_{jk}^{EP} \dot{e}_{ki}^{EP} \right) dt$$

なお式(i)の妥当性は、詳細な実験的検討によってはじめて検証するものであることはいうまでもない。

(2) 式(5)の $n^{(i)}$ は弾塑性ひずみの主方向を表すが、式(17)の $n^{(i)}$ は塑性ひずみの主方向を意味する。しかしDysonらの実験では、塑性ひずみに比べて弾塑性ひずみはほとんど無視できるので、ここでは $n^{(i)}$ を厳密に区別していない。また、従来の比例負荷に対する実験結果によれば、塑性ひずみテンソルと応力テンソルとの共軸性は十分満足されることが確かめられているので、4章、5章では、塑性ひずみの主方向と予変形時の主応力方向が同じものと考えた。

〔質問〕 小幡谷 洋一〔福井大学工学部〕

粒界での空隙分布と関連する単一の状態変数によってクリープ損傷と弾塑性損傷とを統一的に記述する手

法を興味深く拝見した。

(1) 式(15)は予塑性変形後のクリープ破断時間を容易に推定しうる有意義な関係式と考えられる。しかし、式(13)に従えば $l$ の値が既知でない限り図3より $B$ の値を分離して決定することはできないように思う。一方、式(13)はねじりクリープ試験の場合にも適用されているので、具体的にはどのようにして、またなぜ“ $l$ は単軸引張クリープ曲線を最もよく記述するように定めた”(2520ページ左欄15行めより)のかお教えいただきたい。

(2) クリープ変形挙動をいっそう精密に記述するため、回復不能な材料の劣化に対応する損傷テンソルに加え、例えば損傷とは独立のなんらかの新しい状態変数の導入といったようなお考えはおありか。

〔回答〕 (1) 式(9)に示す材料定数 $A, n, \zeta, B, k, l$ は、式(7), (8)が図1(a), (b)に示す処女材料のクリープ破断試験結果を最もよく記述するように定めた。このとき、特に $B, k, l$ の決定には、ご指摘のように式(13)を用いたが、これだけでは $B$ と $l$ は分離できないので、式(7), (8)の計算結果が単軸引張クリープ曲線と最もよく一致するように、試行錯誤法によって $l$ の値を定めた。

次に式(15)は、このように同定された処女材料のクリープ、あるいはクリープ破断特性を基礎にして、塑性予ひずみ材料のクリープ破断時間からその塑性損傷変数を決定する段階で用いた関係式の一つであることにご注意いただきたい。

(2) この理論をさらに精密化する一つの方向として、ご指摘のようなクリープ変形構成式の修正がある。例えば、図4, 8の実験結果に見られるねじり方向反転後のクリープ速度の一時的増加の傾向は、著者の一人らのクリープ硬化面理論(付1)(回復可能なクリープ硬化範囲を導入し、これによって新しい内部状態変数を定義した)によって表現できる。

しかし、本理論と実験結果の最も大きくない違いは、図1(a), (b)に見られるように、ねじりクリープ試験結果の第3期でのクリープ速度の増加が引張クリープ試験のそれよりも著しく緩慢なことにある。この原因として、引張りとねじりのクリープ損傷における微視的様相の違いと、クリープ変形による試験片の形状変化の効果の二つが考えられ、今後の検討の対象と考えている。

(付1) 村上・大野, 機論, 48-428, A (昭57), 431.