研 究 速 報

UDC 539. 376 : 539. 379. 4

金属のクリープ変形における粒界すべりの貢献度の上限値

A Theoretical Upper Limit in the Contribution of Grain Boundary Sliding during Creep of Metals.

石　田　洋　一
Yoichi ISHIDA

金属を高温でクリープ変形させると，結晶粒界にそって相接している結晶粒がお互いにすべり合うという現象がみられる[1]．このような粒界すべりによってひきおこされた変形量(E_{gb}) の全体の変形量(E_t)に対する比($\gamma\equiv E_{gb}/E_t$) をとって，一般にこの現象のクリープ変形における重要さの目安としており，よく使われているのであるが，金属の種類やクリープ条件によっては，この比 γ が非常に大きく，むしろ1に近い，すなわちクリープ変形がほとんど粒界すべりでおこっていると解さなければならないような実験結果がいくつか報告されている．その一つ，アルミニウムについて Rachinger によるものは手法のあやまりということが証明されているが[2]，他にも特にマグネシウムなど稠密六方晶系の金属においてこのような報告がある．

ところが双結晶体の場合は粒界が平面ならば粒界すべりだけで変形できるが，多結晶では幾何学的条件からいって γ 値がそのように大きくなるというのは理解しにくい．なぜなら，ある粒界がすべるとその変形は，粒界がその方向を変えるところでなんらかのかたちで粒内変形の協力を必要とするからである．一般にはこのような点から粒内に向かって fold というすべり帯に類似した変形の特に大きい領域が生ずるので，当然その分だけ γ 値が低下するはずである．ではどうしてそのような大きな実験値が得られたか．これはこれら金属では，クリープ伸びに拡散の効果が大きいことを無視したためと考えると説明ができる．マグネシウムが高温低応力の条件では拡散クリープの機構で変形することは最近の金属組織学的[3]およびクリープ速度論的[4]研究から明らかになってきており，多結晶体の γ 値もこのことを考慮にいれる必要がある．そこで完全に拡散クリープが起こった場合を想定して，この場合における真の γ 値の計算を試みた．この計算値は定義上の意義をもつだけでなく，拡散現象の顕著でない通常のクリープにおける γ 値の上限の指標としての意義も持つ．今までこの上限値について考察はされているが[5),6)]，計算された例はない．γ がこの上限値に近ければ，変形は粒界があたかも液体面であるかのように専ら粒界ですべっていると考えてよいことになる．

この計算に使った仮定は，拡散クリープが完全に起こり，したがって粒内変形がゼロであること，変形は小さいとし，粒界および粒内における結晶方位に由来する異方性を無視したこと．変形中体積は一定とし，粒形は異方性をもたず，また均一寸法であるとしたことである．

図1はこのような変形が起こった際の粒界の状態である．ここで一方の結晶粒の中心を O，もう一つの結晶粒の中心を P におく．O を座標原点に固定し，P が引張り変形により P' に移るとすると，ある臨界角度 θc 以上では粒界に原子が拡散してきてすき間をうずめる．θc 以下では原子が拡散して去ることによりつじつまが合っている．ここで θc は変形による隣接粒の移動方向 $P\rightarrow P'$ が粒界と平行になる角度で，この時は粒界すべりの

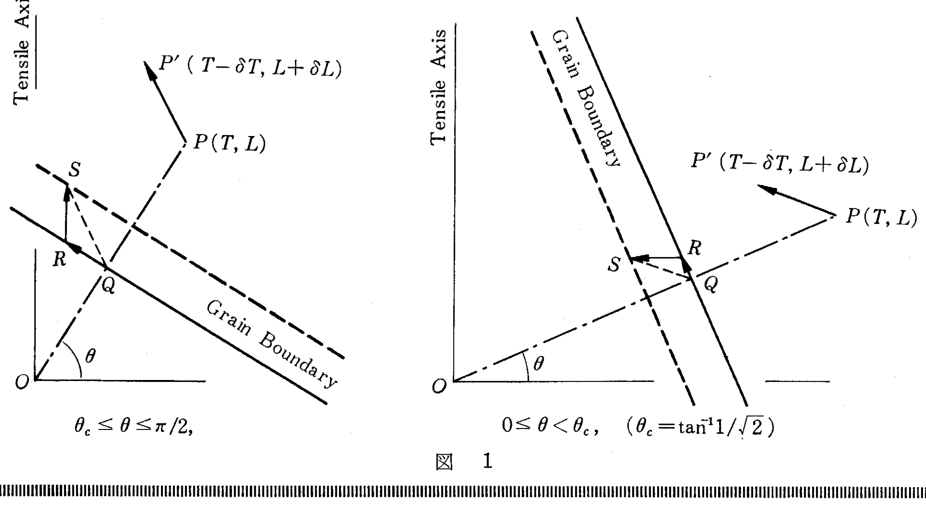

図　1

みで変形がおこっている．この角度は体積一定，均一伸びの条件で導かれるもので，2次元なら45°になるはずのものであるが，3次元の条件では $\tan^{-1} 1/\sqrt{2}$ である．粒径を均一と考えたから，粒界面は OP に垂直である．

そこで垂直方向に E_t なる微小伸び変形がおこった際におこる P の変位（δT, δL）を体積一定の条件から求めると，

$$\delta L = LE_t = E_t D \sin\theta$$
$$\delta T = TE_t/2 = E_t D \cos\theta/2 \qquad (1)$$

この式の L および T は OP が粒径（D）に等しいことから．粒径の関数として書きかえられる．図1に示すように，$\pi/2 \geqslant \theta \geqslant \theta_C$ では粒界上に原子が拡散してきて析出し，全体の伸びに貢献するが，拡散は引張り応力によって起こったものであるから，当然伸びをふやす方向 $\overrightarrow{RS}$ に原子を析出させると考えられる．逆に $\theta_C > \theta \geqslant 0$ で粒界から原子が拡散によって去る場合は，伸びを妨げない方向，すなわち引張り軸に垂直の方向 $\overrightarrow{RS}$ におこると仮定する．そうすると粒界すべり $\overrightarrow{QR}$ による伸び変位（δ_{gbs}）および全体の伸び変位（δ_t）は次のように書ける

$\pi/2 \geqslant \theta \geqslant \theta_c$

$$\delta_{gbs} = \delta T \cot\theta = E_t D \cos^2\theta/2\sin\theta$$
$$\delta_t = \delta L = E_t D \sin\theta \qquad (2)$$

$\theta_C > \theta \geqslant 0$

$$\delta_{gbs} = \delta_t = \delta L = E_t D \sin\theta$$

（2）式を粒界方位がランダムだとして θ について積分し平均値を求め，その比 $\bar{\delta}_{gbs}/\bar{\delta}_t$ をとれば γ である．この際二つの因子を考慮する．すなわち粒界方位はランダムに存在するとしても引張り軸に対し垂直な粒界は1個しか存在しない．それに対し，引張り軸に平行な粒界のひん度は大きい．その分布はちょうど，半球を考えて，粒界が球面上の微少部分に対応すると考えてやればよいので，$\cos\theta$ なる因子をかけて平均してやればよいことになる．次に角度 θ なる粒界は上述のような割合で存在するだけでなく，引張り軸と交差する確率にもちがいがある．たとえば引張り軸に平行な粒界は引張り軸に平行に引いた直線と交差する確率はゼロであるが，引張り軸に垂直な粒界はその直線と交差する確率は一番大きい．ところが引張り伸びの測定の際には引張り軸に平行なある直線にそって伸びを測定するから，平均する際にこの交差確率も考慮してやらねばならない．このためには $\sin\theta$ なる因子をかけてやればよい．結局 $\cos\theta\sin\theta d\theta$ なる因子を用いて積分してやればよい．

$$\bar{\delta}_t = \int_0^{\pi/2} (E_t D \sin\theta)\sin\theta\cos\theta\, d\theta \Big/ \int_0^{\pi/2} \sin\theta\cos\theta\, d\theta$$
$$= 2/3\, E_t D \qquad (3)$$

$$\bar{\delta}_{gbs} = \left\{ \int_{\theta_C}^{\pi/2} (E_t D \cos^2\theta/2\sin\theta)\sin\theta\cos\theta\, d\theta + \int_0^{\theta_C} (E_t D \sin\theta)\sin\theta\cos\theta\, d\theta \right\}$$
$$\Big/ \int_0^{\pi/2} \sin\theta\cos\theta\, d\theta = 2(\sqrt{3}-1)E_t D/3\sqrt{3}$$

比をとると

$$\gamma \equiv E_{gb}/E_t = \bar{\delta}_{gbs}/\bar{\delta}_t \approx 0.4$$

したがって，金属多結晶体のクリープ変形においては粒界すべりによる真の γ 値は40%をこえないと考えられる．拡散による変形量の大きくない通常のクリープ変形では，粒界の折れ曲るところで fold が生じたりして，粒内変形がおこり γ 値はこれより小さい．事実，アルミニウム，鉄などの粒界クリープ実験の結果[1)]をみると，γ 値は応力や結晶粒度によってちがいはあるが，0〜30% のはんいにあり，この結論を支持する．

以上の計算では粒界の構造を無視して取り扱ったが，粒界面は実は液体面のように不規則なものではなく，規則的な領域と不規則な領域とがまじりあった構造をしていることが，最近，電界放射型イオン顕微鏡や薄膜の透過電子顕微鏡の結果[1)7)]から明らかになってきており，粒界すべりの機構もこのことを考慮しなければならない．一方，微小単位変形を転位の動きで代表させるとすると，γ 値は直感的にいえばこの転位がどれだけ結晶粒内を動き，どれだけ粒界にそって動いたかを示すといえよう．現実には転位は結晶方位によって規定されたバーガースベクトルをもつから，一般に一つの粒から隣りの粒へそのまま移るわけにはゆかず，粒界にのこりの成分を置去りにする．すなわち変位の分割合成が粒界で盛んにおこなわれるので簡単でない．また粒界にそって動くものは，粒内転位のように単純なものではなく，粒界構造によって規定されたその粒界固有の不規則領域であると考えられる．拡散クリープ変形に関しても，その変形機構は，或る粒界から別の粒界への原子の拡散からだけでも説明できるが，粒界上の転位が隣りの粒内にまったくはいらず，粒界にそって動きつづけ結晶表面から抜けだしていると考えても同等の変形がおこりうる．このような諸事情は電顕による粒界の直接観察からおいおい明らかにしてゆくつもりである．（1967年11月18日受理）

文献

1）石田，生産研究．**19**, p.35 (1967).
2）Y. Ishida, A. W. Mullendore and N. J. Grant, Trans. AIME, **233**, p.204 (1965).
3）R. L. Squires, R. T. Weiner and M. Phillips, J. Nuclear Materials, **8**, p.77 (1963).
4）R. B. Jones, Nature, **207**, p.70 (1965)).
5）H. Brenner and N. J. Grant, Trans. AIME, **215**, p.48 (1959).
6）D. McLean（投稿中）
7）石田，長谷川，永田，生産研究．**19**, p.339 (1967).