アルミニウム合金の高温降伏現象の機構*

堀 内 良** 吉 永 日出男**

Ryo Horiuchi and Hideo Yoshinaga: Mechanism of the High Temperature Yielding in Some Aluminium Alloys. A new type yield point phenomenon observed when some binary aluminium alloys such as Al-Mg or Al-Cu are deformed at high temperatures above about 350°C has been reported in the previous paper. The present paper is devoted to a detailed explanation of the mechanism which controls the high temperature yield point phenomenon. The proposed theory in this report concerns the viscous motion of dislocations dragging the Cottrell atmospheres around them and the state equation of deformation derived theoretically explains quite well the phenomena observed at high temperatures. In the viscous motion of a dislocation, a fairly larger stress is needed to increase the dislocation velocity. This means that a remarkable yield drop must occur due to the dislocation multiplication during deformation. Comparing the theoretical state equations deduced from the analysis of Cottrell and Jaswan with the experimental stress-strain curves, the increasing process of the dislocation density was calculated. The results have been shown to be quite reasonable.

The stress-strain curves obtained by a rapid change of the tensile speed agree with the theoretical predictions from the strain rate dependence of the dislocation density. Further the theoretical prediction of the critical temperature above which the viscous motion of dislocations dragging solute atmospheres controls the deformation is in good agreement with the critical temperature for the yield point phenomenon determined experimentally, which shows that the approximation of the theory is highly reasonable.

(Received October 2, 1964)

I. 緒 言

常温または常温以下の温度において降伏現象が観察される例は周知の軟鋼その他の体心立方晶金属の他に面心、六方金属においてもその例は多い⁽¹⁾が、試験温度を上昇させると降伏は消失するのが普通である。したがって著者らが見出したような高温における降伏現象⁽²⁾はこれまで考察の対象とはなり得なかつた。最近 Bush, Huggins⁽³⁾らは純アルミニウムの単結晶について高温で降伏現象が認められることを報告しているが、彼らの観察した降伏現象は適当な方位の純アルミニウム単結晶に限られ、bicrystal ではほとんど認められず、substructure あるいは jog の形成に必要と考えられる pre-strain が降伏の出現に必要な条件であり、引張試験で、一度降伏が終つてからは焼鈍しても再現しない。これに対し著者らの見出した高温降伏は溶質原子と溶媒原子との原子半径の差が比較的大きな合金において単結晶、多結晶を問わずに観察され、pre-strain の必要はなく、焼鈍によつて再現する。このような実験事実の明らかな差異はそれぞれの現象を支配している機構についても異なつた観点から考察を加えるべきものと考えられる。

合金の降伏現象に関する代表的な理論は Cottrell の理論

(4)として有名なもので、溶質原子と転位との相互作用により系の自由エネルギーを下げるように転位のまわりに溶質原子の雰囲気形成され、この雰囲気から転位を引き離すと flow stress の低下すなわち降伏が起る。Cottrell⁽⁵⁾と Bilby⁽⁶⁾は溶媒原子と溶質原子の原子の大きさの差すなわち size effect による転位と溶質原子の弾性的相互作用を考えたが溶媒原子と溶質原子の弾性定数の差による modulus effect⁽⁷⁾や溶質原子と拡張転位の化学的相互作用⁽⁸⁾や電気的相互作用⁽⁹⁾などの別種の相互作用も考えられる。しかしここに述べる高温降伏現象の説明に対しては後に示す計算から降伏の出現する温度および歪速度では溶質原子は転位とともに運動することができると、この unlocking の過程をもつて考えることはできない。

最近 Johnston⁽¹⁰⁾は急激な転位の増殖による降伏現象の解釈を提案した。すなわち歪速度一定の試験でも塑性変形にともなう転位の増殖により各転位の平均運動速度は減少する。一般に転位の運動速度が有効応力の単調増加函数として与えられるときには、転位の運動速度の減少に対応す

(4) A. H. Cottrell: *Dislocation and Plastic Flow in Crystals*, (1953), 139, Oxford.

(5) A. H. Cottrell: *Report of a Conference on Strength of Solids*, The Phys. Soc., (1948), 30.

(6) B. A. Bilby: *Proc. Phys. Soc.*, **A 63** (1950), 191.

(7) R. L. Fleischer: *Acta Met.*, **9** (1961), 996; **11** (1963), 203.

(8) H. Suzuki: *Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ.*, **A4** (1952), 455.

(9) A. H. Cottrell, S. C. Hunter and F. R. N. Nabarro: *Phil. Mag.*, **44** (1953), 1064.

(10) W. G. Johnston: *J. Appl. Phys.*, **33** (1962), 2716.

** 東京大学 宇宙 航空 研究所 (Institute of Space and Aeronautical Science, University of Tokyo, Tokyo)

* 1964 年 4 月本会東京大会に発表

(1) D. McLean: *Mechanical Properties of Metals*, (1962), 191, John Wiley.

(2) 堀内, 吉永: 本誌, **29** (1965), 85.

(3) R. H. Bush and R. A. Huggins: *Acta Met.*, **12** (1964), 693.

る flow stress の低下・降伏が起るはずである。転位の運動速度を変化させるのに比較的小さな応力変化でよい場合にはこの機構によつて yield drop を説明するには変形の初期に著しい転位の増殖が必要となる。たとえば軟鋼の場合には転位速度 v の応力 σ 依存性が $v = c\sigma^{35}$ (c は温度に依存する定数) で与えられるとすると、運動可能な初期の転位密度は $10^2 \sim 10^4 \text{ cm}^{-2}$ で他の転位は溶質原子によつて強く固着され動くことができないと考え、これらが変形の初期に $10^6 \sim 10^8 \text{ cm}^{-2}$ まで急速に増加することにしないと観測された降伏現象とよい対応が得られない⁽¹¹⁾。高温降伏の場合には、軟鋼の常温の場合のような転位の強い固着は考えられないから、焼鈍試料中に存在する 10^7 cm^{-2} 程度の密度の転位の大部分が運動できると考えなければならない。したがつて転位の運動を律速する機構が転位の変位速度を変化させると応力も大きく変化する場合である場合に限つて降伏現象が認められることになる。問題の高温降伏現象については以下に解析を加えるように溶質原子の雰囲気を引きずる転位の粘性的運動が変形を律速するものと考えられる。この転位の粘性的運動では転位の変位速度を変化させるには大きな応力変化を必要とする⁽⁴⁾⁽¹²⁾。したがつてこの高温降伏現象は Johnston の解析が適用できる典型的な現象の一つであり、またこの種の高温降伏現象はアルミニウム合金に限らず転位の dragging motion が変形を律速するような合金には広く観察されるものと考えられる。

II. 高温降伏現象の機構

高温降伏現象は転位の運動が Cottrell atmosphere の dragging によつて律速されるような条件の下で現われるものと考えたが、この線にそつて考察を進めるにはまづ転位のまわりの溶質原子の分布を明らかにし、この雰囲気を転位が引きずりながら運動する場合に要する dragging stress を求め、これらの知識にもとづいて変形の状態方程式を導くことが必要となる。

1. 溶質原子と転位との相互作用エネルギー

高温降伏現象が観察されたアルミニウム合金では溶質原子と転位との相互作用の中で弾性的相互作用が支配的であると考えられるので⁽²⁾、ここではこの種の相互作用のみを取扱う。弾性的相互作用については 2 種類の相互作用が提案されている。すなわち溶媒原子と溶質原子の原子の大きさの差にもとづく size effect と弾性定数の差にもとづく modulus effect でこれらは転位の character に依存する。

(1) size effect

刃状転位ならびにラセン転位と溶質原子との間の size effect にもとづく相互作用エネルギー E_{eb} および E_{sb} は Bilby⁽⁶⁾と Fleischer⁽⁷⁾によりそれぞれつぎのごとく与えら

れている。

$$E_{eb} = \frac{4\epsilon_b G b R^3 \sin \theta}{r} \quad (1)$$

$$E_{sb} = \frac{2(1+\nu) K \epsilon_b G b^2 R^3}{3\pi(1-2\nu)r^2} \quad (2)$$

ここで G は shear modulus, ν は Poisson 比, b は転位の強度, r は転位から溶質原子までの距離, θ は転位と溶質原子を通る面と迂り面とのなす角, R は合金中の溶媒原子の半径, ϵ_b は $(R' - R)/R$ で与えられる定数で R' は合金中の溶質原子の半径, K は定数⁽¹³⁾である。ただし (2) 式では溶質原子内に貯えられる弾性エネルギーは考慮されていない。溶質原子と溶媒原子の半径がいずれも合金濃度によらないときは、Eshelby⁽¹⁴⁾によれば ϵ_b は

$$\epsilon_b = \frac{1}{b} \frac{db}{dc} \cdot \frac{1+\nu}{3(1-\nu)}$$

となる。ここで c はその濃度である。したがつて (1) 式は

$$E_{eb} = \frac{4(1+\nu) G b R^3 \sin \theta}{3(1-\nu)r} \cdot \frac{1}{b} \cdot \frac{db}{dc} \quad (1')$$

となる。これは溶質原子内に貯えられる弾性定数を無視し ϵ_b を直接 $(1/b) db/dc$ とおいたときの式と一致する⁽⁴⁾。もし格子定数の変化が原子の大きさの差のみによつて起り、この局所的な変化による格子定数の変化以外の結晶全体としての変化が無視されるような場合には (2) 式の ϵ_b はただちに $(1/b) db/dc$ で置換えてよい⁽¹⁵⁾。

(2) modulus effect

Fleischer⁽⁷⁾⁽¹⁵⁾が検討したように、マトリックスよりも軟かな溶質原子の場合には、転位によつて溶媒原子がその位置にあつた場合と同じだけ歪むものと考え、マトリックスよりも硬い溶質原子の場合には、溶質原子内に貯えられる歪エネルギーと転位の応力場に対して硬い溶質原子がなした仕事のみを考慮することになると、溶質原子とラセン転位との modulus effect による相互作用エネルギー E_{sG} は

$$E_{sG} = G \epsilon'_G b^2 R^3 / 6 \pi r^2 \quad (3)$$

で与えられる。もし合金することによる伝導電子のエネルギーの変化にもとづく結晶全体としての弾性定数の変化が無視され、bulk の弾性定数の変化がすべて atomic scale の局所的な変化によるものとみなし得るならば、局所的な変化 ϵ'_G は $\epsilon_G = (1/G) dG/dc$ と $\epsilon'_G = \epsilon_G / (1 + |\epsilon_G|/2)$ の関係がある。

刃状転位では転位線の方を z -軸に、迂り方向を x -軸にとると、この刃状転位によつて一原子体積 V_a の中に貯えられる歪エネルギーは

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} (\sigma_{xx}\epsilon_{xx} + \sigma_{yy}\epsilon_{yy} + \sigma_{zz}\epsilon_{zz} + \sigma_{xy}\epsilon_{xy}) V_a \\ & = \frac{G b^2 R^3 (1-2\nu \sin^2 \theta)}{6\pi(1-\nu)2r^2} \end{aligned}$$

で与えられる。したがつて、溶媒原子と異なつた弾性定数

(13) H. Stahle and A. Seeger: Z. Phys., **146** (1956), 217.

(14) J. D. Eshelby: J. Appl. Phys., **25** (1954), 255.

(15) R. L. Fleischer: The Strengthening of Metals, Ed. by D. Peckner, (1964), 93, Reinhold.

(11) G. T. Hahn: Acta Met., **10** (1962), 727.

(12) A. H. Cottrell and M. A. Jaswon: Proc. Roy. Soc., **A199** (1949), 104.

を持つ溶質原子と刃状転位との modulus effect にもとづく相互作用エネルギーはラセン転位の場合と同様にして

$$E_{eG} = \frac{G \epsilon'_G b^2 R^3 (1 - 2\nu \sin^2 \theta)}{6\pi(1-\nu)^2 r^2} \quad (4)$$

で与えられる。Fleischer は(4)式の方位依存の項を取扱っていないが問題の dragging mechanism に対しては転位のまわりの溶質雰囲気を知る必要があるのでここではこの項を無視することは出来ない。

2. 静止転位のまわりに形成される溶質雰囲気

溶質濃度の变化にもとづく相互作用エネルギー E の変化が無視されるような場合には、相互作用エネルギーの E の位置での溶質濃度は

$$C = C_0 \exp(E/kT) \quad (5)$$

で与えられる⁽¹²⁾。ここで C_0 は平均の原子濃度、 k は Boltzmann 定数、 T は絶対温度である。

(1) 刃状転位の場合

Thomas の示した Al-Mg 合金のグラフ⁽¹⁶⁾ から、 $(1/b) db/dc = 0.113$ となる。 $\nu = 0.3$ とすると、相互作用エネルギーは(1')と(4)式から

$$\left. \begin{aligned} E_{eb} &= 0.28 GR^3 b \sin \theta / r \\ E_{eG} &= 0.11 \epsilon'_G GR^3 b^2 (1 - 2\nu \sin^2 \theta) / r^2 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

となる。この合金の ϵ'_G の値は明らかではないが、 ϵ'_G は 1 よりはおかに小さいであろうから E_{eG} は E_{eb} に比較して省略することが出来る。アルミニウム合金の場合には伝導電子のエネルギー変化にもとづく結晶全体としての格子定数の変化が局所的な size effect にもとづく格子定数の変化に比べて無視されるかどうか問題である⁽⁷⁾が、Al-Mg

Fig.1 Solute atom distribution around an edge dislocation in Al-Mg alloy at 500°C.

合金の場合には ϵ_b を大体 0.1 と考えて差支えないであろう。したがってアルミ中の静止した刃状転位のまわりのマグネシウム原子の分布を(5)式から計算すると 500°C では Fig.1 のようになる。この温度はこの合金で著しい降伏現象が観察される温度である。

(2) ラセン転位の場合

アルミニウム中のラセン転位とマグネシウム原子との相互作用エネルギーは(2)式と(3)式により

$$\left. \begin{aligned} E_{sb} &= 0.078 KGR^3 b^2 / r^2 \\ E_{sG} &= 0.053 \epsilon'_G GR^3 b^2 / r^2 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

で与えられる。ここで K は Stehle と Seeger⁽¹³⁾ によつて以下のごとく与えられた定数である。

(111) の面間距離を x 、最近接原子間距離を r とし、原子対のポテンシャルエネルギーが $V = -\text{const} + Ae^{-\beta r} + Bx^2$ で与えられるとすると

$$K = \left\{ \frac{\beta^2 b^2}{12(\beta b + 1)} - \frac{1}{4} \right\} \quad (8)$$

また、このポテンシャルを $V = \text{const} + A/r^n + Bx^m$ とすると

$$K = \frac{n^2 - 4}{54m + 36(n-1)} \quad (8')$$

で与えられる。

アルミニウムの場合 K の値は明らかでないが、 $K \approx 1$ とすると $\epsilon'_G \ll 1$ と考えられるので、 E_{sb} は E_{sG} よりもはるかに大きいことになる。 $K \approx \epsilon'_G$ ならば、 $E_{sb} \approx E_{sG}$ となり、 $K \leq 1$ なら

$$E_s = E_{sb} + E_{sG} \leq 0.1 GR^3 b^2 / r^2 \quad (9)$$

となる。この場合には静止ラセン転位のまわりには近似的に円対称の負の雰囲気が形成されるものと思われる。Al-Mg 合金のラセン転位のまわりの 500°C におけるマグネシウム原子の分布を Fig.2 に示した。ただし Fig.2 は $E_s =$

Fig.2 Solute atom distribution around a screw dislocation in Al-Mg alloy at 500°C, supposing the interaction energy to be $0.1 GR^3 b^2 / r^2$.

(16) G. Thomas : *Electron Microscopy and Strength of Crystals*, Ed. by G. Thomas and J. Washburn, Chapter, 17 (1963), 799, Interscience.

$0.1GR^3b^2/r^2$ と仮定して求めたものである。この雰囲気は円対称であるから雰囲気中の溶質原子の濃度は転位からの距離のみの関数であるが、刃状転位のまわりの雰囲気と比較しやすくするために Fig.2 には Fig.1 と同様の表現を用いた。Fig.2 と Fig.1 を比較すると明らかなように、Al-Mg 合金の場合には、ラセン転位のまわりに形成される雰囲気は刃状転位のまわりに形成される雰囲気よりもかなり小さく濃度も低いことが判る。 ϵ'_G の値が負で $-53\epsilon'_G > 78K$ のときは、ラセン転位のまわりにも正の雰囲気は形成されることになる。しかしたとえこのようなことがあつたとしても Al-Mg 合金ではラセン転位のまわりの雰囲気は刃状転位のまわりの雰囲気よりもずっと弱いであろう。

3. 転位が溶質原子の雰囲気を引きずりながら運動することの出来る臨界の速度

転位の運動速度が十分遅いか、温度が十分高くして転位近傍の溶質原子が転位とともに速かに拡散出来る場合には、転位のまわりに溶質雰囲気が形成されていても転位はこの雰囲気から離脱することなく、これを引きずりながら運動するものと考えられる。この雰囲気を引きずりながら運動する刃状転位の場合については Cottrell と Jaswon⁽¹²⁾ によつて詳しく解析されているが、ここでは Cottrell⁽⁴⁾ の近似的な解析法にしたがつて、刃状転位およびラセン転位が size effect および modulus effect によつて形成された溶質原子雰囲気を引きずりながら運動する場合を考える。

溶質原子濃度が (5) 式によつて与えられるとすると、雰囲気の有効半径 l は $E/kT=1$ によつて与えられよう。前述のごとく刃状転位の場合には、size effect に比較して modulus effect を無視することが出来ると考えられるから、(1)~(3)式により

$$\left. \begin{aligned} \text{刃状転位の場合} \quad l_e &= 4G\epsilon_b R^3/kT \\ \text{ラセン転位の場合} \quad l_s &= \left[\frac{G b^2 R^3}{6\pi(1-2\nu)} \{4K\epsilon_b(1+\nu) + \epsilon'_G(1-2\nu)\} / (kT) \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

となる。転位が溶質雰囲気を引きずりながら運動することの出来る臨界の速度 v_c は Cottrell⁽⁴⁾ にしたがつて $r=l/2$ のところの溶質原子が転位の応力場 F によつて運動する速度と近似的に等しいとすると

$$v_c = \frac{D}{kT} \cdot F_{r=l/2} \quad (11)$$

ここで D は溶質原子の拡散係数である。 $F = -\text{grad } E$ であるから (10) 式から

$$\left. \begin{aligned} \text{刃状転位で} \quad v_{ec} &= DkT/G\epsilon_b R^3 \\ \text{ラセン転位で} \quad v_{sc} &= 16D \left[\frac{6\pi(1-2\nu)kT/Gb^2 R^3}{\{4K\epsilon_b(1+\nu) + \epsilon'_G(1-2\nu)\}} \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Al-Mg 合金では $R=1.43 \times 10^{-8}$ cm である。 $\epsilon_b=0.1$ および $4K\epsilon_b(1+\nu) + \epsilon'_G(1-2\nu) \approx 0.5$ とし、 D と G の値として Table 1 の値を用いると、各温度における刃状転位およ

びラセン転位の臨界速度は (12) 式により Fig.3 のようになる。

Table 1 Diffusion coefficient of Mg in Al-Mg alloy* and shear modulus of pure aluminium** at various temperatures.

$T(^{\circ}\text{K})$	$D(\text{cm}^2\text{sec}^{-1})$	$G(10^{12} \text{ dyne cm}^{-2})$
573	1.8×10^{-13}	0.207
623	3.7×10^{-12}	0.200
673	4.9×10^{-11}	0.192
723	4.6×10^{-10}	0.184
773	3.1×10^{-9}	0.176
823	1.7×10^{-8}	0.168
873	7.6×10^{-8}	0.160

* Metal Reference Book⁽¹⁹⁾

** From $G=G_0(1-T/T_m)$, where $G_0=0.3 \times 10^{12}$ dyne/cm² and $\beta=0.5$ ⁽¹⁸⁾.

Fig.3 Critical velocity for dragging motion of a dislocation at various temperatures.

4. 臨界速度で転位が運動する場合の dragging stress

転位が臨界速度で運動する場合、長さ b の転位の受ける dragging force は Cottrell⁽⁴⁾ にしたがつて転位の後の $l/2b$ 程度の体積の中にあるすべての溶質原子による dragging force と近似的に等しいとすれば、単位長さの刃状転位の受ける dragging stress τ_{ec} は近似的に $\tau_{ec}=112G\epsilon_b R^3 NC_0$ で与えられる。ここで N は単位体積当りの全原子の数である。Cottrell と Jaswon⁽¹²⁾ のより詳しい解析によれば

$$\tau_{ec}=68G\epsilon_b R^3 NC_0 \quad (13)$$

となる。一方ラセン転位の場合には、2-(2) 節に示したように、多くの場合負の溶質雰囲気が形成されるものと思われる。この場合には平均濃度よりも低い負の溶質濃度を考えなければならないので、雰囲気中の濃度は $C_0 \{1 - \exp(-l^2/r^2)\}$ のように表わさなければならない。さらに Fig. 4 に示したように、負の雰囲気は r とともに正の雰囲気よりもゆるやかに r とともに減少するので、この場合には雰囲気の有効半径を約 $2l$ ととる。このようにするとその

臨界速度は(12)式の表現の約1/8となる。有効半径をこのようにとると、刃状転位の場合と同様にして、その臨界応

Fig.4 Normal and minus atmospheres.

力は近似的に

$$\tau_{sc} = 4NC_0 \left[\frac{GR^3}{6\pi(1-2\nu)} \{ 4K\epsilon_b(1+\nu) + \epsilon'_G \} \right]^{1/2} \quad (14)$$

となる。正の雰囲気の場合には、この応力は(14)式の表現の約100倍程度になる。

5. 有効応力 τ_e のもとでの転位の運動速度

v/D が十分小さいとき、すなわち転位の運動速度が十分遅いか温度が十分高いときは、溶質雰囲気を引きずる転位の速度は転位に加えられる有効応力 τ_e に比例して増加することが Cottrell と Jaswon⁽¹²⁾ によつて示されている。

$$v = (v_e/\tau_e)\tau_e \quad (15)$$

したがつて(12)と(13)式より

$$\left. \begin{aligned} v_e &= \frac{D \cdot kT}{68NC_0 G^2 \epsilon_b^2 R^6 b} \cdot \tau_e \\ v_s &= \frac{3\pi(1-2\nu)D}{NC_0 G b R^3 \{ 4K\epsilon_b(1+\nu) + \epsilon'_G(1-2\nu) \}} \cdot \tau_e \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

となる。正の雰囲気がラセン転位のまわりに形成されるときは v_s は(16)式の下表現の約1/10になる。

これら二つの運動速度の比は(16)式より

$$v_s/v_e = \frac{204\pi(1-2\nu)G\epsilon_b^2 R^3}{4K\epsilon_b(1+\nu) + \epsilon'_G(1-2\nu)} \cdot kT \quad (17)$$

となる。Al-Mg合金では $\epsilon_b \approx 0.1$ であり、Benzeら⁽¹⁷⁾ と同様に $G = G_0(1 - \beta T/T_m)$ の関係を用い(ここで T_m は融

点)、純アルミニウムについて Sutton⁽¹⁸⁾ が実測した値をこの合金にも用いることが出来るものとする、 $G_0 = 0.3 \times 10^{12}$ dyne/cm² および $\beta = 0.5$ となる。さらに $R = 1.43 \times 10^{-8}$ cm, $\nu = 1/3$ (17)式の分母を約 $0.5 kT$ とすると $v_s/v_e \approx 3 \times 10^4 (1/T - 5 \times 10^{-4})$ となる。したがつて、 $300^\circ \sim 600^\circ C$ の温度範囲ではラセン転位の速度は刃状転位の速度よりも約20倍から40倍大きいことになる。ラセン転位の速度は不明確定数 K と ϵ'_G に依存するので正確に評価することは出来ないが、以上の考察より少なくとも Al-Mg 合金では $v_s \gg v_e$ と考えることは妥当であろう。

6. 溶質雰囲気を引きずる転位の粘性的運動が変形を律速する場合の変形の状態方程式

結晶内の転位が近似的に純粋な刃状転位と純粋なラセン転位のみよりなるとし、それぞれの密度を ρ_e, ρ_s とすると全転位密度は $\rho = \rho_e + \rho_s$ となる。さらに Johnston⁽¹⁰⁾ と同様に、 $\rho_e/\rho_s = v_s/v_e$ と考えると、 $\rho = \rho_e(1 + v_e/v_s) \approx \rho_e$ となる。それ故結晶の剪断歪速度 $\dot{\gamma}$ は

$$\begin{aligned} \dot{\gamma} &= \rho_e v_e b + \rho_s v_s b = \rho_e v_e b \{ 1 + (\rho_s/\rho_e) \cdot (v_s/v_e) \} \\ &= 2\rho_e v_e b \approx 2\rho v_e b \end{aligned}$$

で表わされる。

多結晶の引張試験で、塑性変形速度を $\dot{\epsilon}_p$ とおき、平均の方位要素を0.5程度とすると $\dot{\epsilon}_p \approx \dot{\gamma}/2$ 。

$$\therefore \dot{\epsilon}_p = \rho v_e b \quad (18)$$

真引張応力を σ_i とすると、有効引張応力は $\sigma_{ie} = 2\tau_e$ となる。したがつて(16)と(18)より

$$\dot{\epsilon}_p = \frac{D \rho kT}{136 NC_0 G^2 \epsilon_b^2 R^6} \cdot \sigma_{ie} \quad (19)$$

III. インストロン型の引張試験機より得られる応力-歪曲線との対比

前報⁽³⁾に述べたように、インストロン型の引張試験機を用いたときは、Johnston⁽¹⁰⁾ が詳しく解析したように試験機全体の弾性変形を考慮しなければならない。

ブルロッドの変位を Δl 、試験片の塑性伸びを Δl_p 、試験片と試験機の弾性変形を Δl_e とすると、 $\Delta l = \Delta l_p + \Delta l_e$ となる。この式の両辺を初期 gauge length l_0 で割り、 $\Delta l/l_0$ と $\Delta l_p/l_0$ をそれぞれ η と ϵ'_p とするとこれらはそれぞれ見かけの歪および常用塑性歪と考えられる。伸びが少ないときには ϵ'_p は真の塑性歪 ϵ_p にほぼ等しい。試験片に加えられた荷重を L 、試験機全体の弾性定数を K_1 とすると $L = K_1 \Delta l_e$ となる。したがつて、変形初期では $\epsilon_p = \eta - L/K_1 l_0$ となる。初期断面積を S_0 とし、常用応力を σ とすると、 $L = \sigma S_0$ 。したがつて $\dot{\epsilon}_p = \dot{\eta} \left(1 - \frac{1}{K_0} \cdot \frac{d\rho}{d\eta} \right)$ 。ここで $K_0 = K_1 l_0/S_0$ である。弾性領域では $\dot{\epsilon}_p = 0$ であるから、 $K_0 = (d\sigma/d\eta)_{\text{elastic}}$ 。それゆえ K_0 は常用応力-見かけの歪曲線の弾性領域の勾配である。一般に $d\sigma/d\eta = K$ とおくと

$$(18) \text{ P.M.Sutton: Phys. Rev., } \mathbf{91} (1953), 816.$$

(17) F. Benze, S. E. Bühler and K. Lücke: Acta Met., **11** (1963), 1179.

$$\dot{\epsilon}_p = \dot{\gamma}(1 - K/K_0) \quad (20)$$

(19) と (20) 式より

$$\dot{\gamma}(1 - K/K_0) = \frac{D\rho kT}{136NC_0G^2\epsilon_b^2R^6} \cdot (\sigma_t - \sigma_b) \quad (21)$$

ここで σ_b は dragging 以外に必要な変形応力で、たとえば転位の相互作用とか jog などによる応力である。

1. Al-Mg 合金に観察された高温降伏現象への適用

前報に述べたように、純アルミニウムや ϵ_b が小さくて、dragging に必要な応力が非常に小さいと考えられる数種のアルミニウム合金系では、高温での変形応力が非常に低い。このことから、高温での変形応力がかなり大きい Al-Mg のような α 固溶体でも σ_b は dragging stress よりもはるかに小さいと考えられる。したがってこのような場合には (21) 式の σ_b は省略される。

前報⁽²⁾で述べたと同様の方法でつくった Al-5.5at% Mg の試験片を 500°C で 1 hr 焼鈍し、高温で試験して得た見かけの応力-歪曲線 Fig.5(a) から変形にともなう転位密度の増加曲線を (21) 式を用いて計算した。その結果を Fig.5(b) に示す。ただし $N = 6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $C_0 = 0.055$, $\epsilon_b = 0.1$, $R = 1.43 \times 10^{-8} \text{ cm}$ とし、 D と G の値は Table 1 に示した値を用いた。また前述の理由から σ_b は無視した。(21) 式は v/D が十分小さいとして v の高次の項を省略しているから比較的試験温度が低く、歪速度が大きい場合は当然近似の程度が悪くなり、また転位の pile up などが生じるような場合は σ_b も無視できなくなるはずである。しかし Fig.5(b) の転位密度の計算値が全く妥当な値を示したことは、降伏現象が観察されるような高温では Al-Mg 合金の変形応力を律速するものが転位の atmosphere の dragging であると考えたことの妥当性を裏付けるものと考えられる。

Fig.5(b) の計算結果は転位密度が温度および歪速度の変化によつて大きく変ることを示している。したがって低い変形速度で降伏を完了したものでも、その温度で変形速度を高速に切り変えるときには低い速度に対する平衡転位密度 ρ_l から高速に対応する高い平衡転位密度 ρ_h まで増加するから降伏現象が再び観察されるはずである。ただしこの場合には ρ_l ははじめの転位密度 ρ_0 よりも大きいから、応力-歪曲線に現われる yield drop ははじめてから高速試験を行なつたときの yield drop よりも小さい。一方高速から低速に変形速度を変えた場合は ρ_h から ρ_l に転位密度が減少することになるから降伏現象は観察されないばかりでなく、速度変化直後の変形応力は転位密度が ρ_h に近い高い密度なのではじめてから低応力で変形させたときの応力よりもかえつて低いことになり、変形の進行とともに転位密度は ρ_h から ρ_l に向つて減少するとそれに応じて変形応力は増加してはじめてから低速で変形させたときの下部降伏応力

に達することになる。このような予測の正否を検討する目的で Al-5.5at% Mg の 500°C 1 hr 焼鈍の試料を用いて変

Fig.5 The increase of dislocation density during deformation. (a) original stress-strain curves. (b) the density of dislocations calculated from the curves in (a).

形途中で引張速度を急変させる試験を行なつた。試験結果の一例を Fig.6(a) に示した。ここでは低い方の速度 $\dot{\gamma}_l$ を $4.17 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ 、高い速度を $8.67 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ とした。Fig.6(a)に見られるようにこれらの結果は上述の理論的予測と全く一致し、考察を進めてきた dragging mechanism

(19) Metal Reference Book, 2 (1962), 589, 3rd Ed., Butterworths.

の正当性を支持するものであつた。

前報⁽²⁾に述べたように上降伏点と下降伏点について実験

Fig. 6 Abrupt change test of tensile speed. (a) ①, ② and ③ curves were obtained using a same specimen; tensile tests were conducted in this order. ①' curve was obtained at the lower tensile speed, using another virgin specimen. (b) σ vs $\dot{\epsilon}_p$. (c) n vs ϵ_p .

的に求めた変形の状態方程式は

$$\dot{\epsilon}_p = A\sigma^n \exp(-U_0/kT) \quad (22)$$

であり, Al-5.5at% Mg の場合 $n=3$, $U_0=1.4$ eV, $A \approx$

10^{-18} (c.g.s) であつた。この実験式と理論的に導いた (21) 式を比較するため (21) 式の常数項およびあまり大きな変化を与えない温度に依存する項を近似的に常数として整理すると, $D=D_0 \exp(-U_D/kT)$ であるから (21) 式は

$$\dot{\epsilon}_p = B\rho\sigma^3 \exp(-U_D/kT) \quad (23)$$

となる。したがって (22) 式の U_0 は溶質原子の拡散の活性化エネルギーであり, ρ は σ^2 に比例することになる。Weertman⁽²⁰⁾ は定常クリープ変形を Cottrell 雰囲気を引きずる転位の粘性的運動として解析した場合, 転位源と sink の間にならぶ転位の数は応力 σ に比例し, 転位が生れてから消滅するまでに掃く面積も σ に比例するので平衡状態の転位密度は σ^2 に比例することを示した。高温降伏現象はその過程で定常クリープのように転位密度が一定ではないが, Fig. 5 から知られるように下降伏点では定常クリープの場合と同様に転位密度は一定の平衡値に達しており, Weertman の解析の条件を満たしたものと考えられる。また (22) 式は平衡転位密度に達していない上昇伏点においても成立するが, これは Fig. 5 に見られるように上昇伏点での転位密度が, 下降伏点での転位密度とほぼ比例していることを示している。

転位の速度は σ に比例するが平衡転位密度も σ^2 に比例して変化するから $\dot{\epsilon}_p$ は σ^3 に比例することになるというのが状態方程式に対する解釈となるが, もし転位密度の等しい状態で変形速度を急変することができるとすれば, 変形応力 σ は歪速度 $\dot{\epsilon}_p$ に比例する関係を与えることができるはずである。この予測を実験的に確かめるため比較的高い引張速度で変形させ, 転位密度を高い状態にし, 急速に荷重を除き, ただちに低速で変形させた場合の $\dot{\epsilon}_p$ と σ との関係を測定した。結果の一例を Fig. 6(b) に示した。これは Fig. 6(a) に示した実験から求めたもので, Fig. 6(c) は Fig. 6(b) から求めた応力指数 n の値を速度急変後の変形段階に対して示したものである。Fig. 6(c) からわかるように, 引張速度を変化させた直後の n の値は明らかに 3 より小さく, 低速での変形が進むにつれて徐々に 3 に近づく。このような応力指数 n の挙動は理論的な予測と一致しているが, Fig. 6(c) で $\epsilon_p=0$ のところに外挿した n の値は理論的な予測値 1 よりかなり大きい。この不一致はこの種の実験では同じ転位密度の状態でも歪速度のみを変えることができず, 歪速度を変えたときにはすでに転位密度が変化してしまったことによるものと考えられる。この実験では引張速度の切換えは手動のギャチエングで行なわなければならなかったもので, 引張速度を変化させる前に短時間変形を停止せざるを得なかった。この時間は約 10 sec であつた。さらに試験機の弾性のために除荷の過程でわずかのクリープ変形が起るのを避けることができなかった。この変形は Fig. 6 に示した試験の場合約 0.25% で, その歪速度は $3 \times 10^{-3} \sim 4 \times 10^{-4}$ 程度であつた。これらのために転位密度がかなり変化してしまう可能性があつた。このため数値の上で確証は

(20) J. Weertman: J. Appl. Phys., 28(1957), 1185.

得られなかったが、この実験結果もこれまでの考察を支持するものであると考えられる。

IV. 検 討

著者が見出した高温降伏現象は Cottrell atmosphere を drag しながら運動する転位の挙動を考えることにより、転位の増殖による運動速度の低下に由来する flow stress の低下として、LiF について Johnston らが解析した降伏の機構によつて満足に説明することができる。とくに高温降伏の場合は、Johnston らの解析ではその本性が不明のままに残されている転位の摩擦力についてもすでに述べたように、雰囲気を引きずる粘性的運動として、その速度の応力依存性を明らかにすることができ、また現象そのものが単結晶でも多結晶でも同様に観察され、リューダース帯のような不均一変形も伴わないことから、軟鋼の常温の降伏現象について試みられている Johnston 流の解釈につきまとう不確実なあいまいさもなく、明確な解釈を進めることができる点で Johnston タイプの降伏現象の典型とすることができる。

転位の character と size effect, modulus effect の関係に考察を加え、Al-Mg 合金では高温における転位の運動の律速過程は、主として size effect によつて形成された溶質雰囲気、刃状転位が引きずりながら進む粘性的運動であるとの結論の下に、Cottrell および Jaswan の解析を基礎として、転位の dragging motion から理論的に変形の状態方程式を導いた。この状態方程式からの予測に対し実験的な検証を試み、ほぼ満足すべき結果を得たことはここで示した考察の妥当性が支持されたものと考えられる。

Al-Mg 合金では転位が dragging motion の出来る臨界の速度は Fig.3 に示したごとくである。この臨界速度からいろいろの転位密度の場合について dragging の起る臨界歪速度を (18) 式を用いて計算した結果が Fig.7 である。Al-Mg 合金では歪速度が $4.17 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ の場合、約 300 °C 以上の温度で降伏現象が観察されたが、Fig.5(b) よりこの場合の転位密度は 10^9 cm^{-2} 程度と推定される。この転位密度の値は Fig.7 に示した計算結果とよく一致する。こ

れらの結果は高温降伏現象に対する dragging mechanism の妥当性を支持するばかりでなく、計算の近似度もかなり

Fig.7 Critical strain rate for dragging vs temperature.

高いことを示している。

Al-Mg 合金では主として size effect によつて形成された溶質雰囲気を、刃状転位が引きずりながら進む粘性的運動が変形を律速するものと結論されたが、合金によつては modulus effect が雰囲気形成の主役となる場合も考えられる。いずれにしても転位の dragging motion が変形応力を規定するような条件の下では、一般的に高温降伏現象が観察され、変形応力は変形速度に強く依存する。したがつてこのような条件の下では短時間引張試験で高い強度を示しても、クリープ試験のような非常におそい速度の変形では著しく強度が低下するものと考えられる。したがつて合金の高温強度特性を考える上からも、転位の溶質雰囲気の dragging motion は注目すべきものと考えられる。

終りに懇切な御指導と御助言をいただいた麻田 宏教授に感謝したい。