- (17) T. Yokobori : *Physics of Strength and Plasticity*, A.S.Argon Ed. MIT Press, (1969), 327.
 (18) A. Hartman and J. Schijve : *Engng. Frac. Mech.*, **1** (1970), 615.
 (19) T. Yokobori and K. Sato : *Engng. Frac. Mech.*, **8** (1976), 81.
 (20) T. Yokobori, I. Kawada and H. Hata : *Rep. Res. Inst. Str. Frac. Mat.*, **9-2** (1973), 35.
 (21) T. Yokobori, A. Kamei and A. T. Yokobori : *Int. J. Frac.*, **12** (1976), 158.
 (22) 横堀寿光, 横堀武夫, 亀井浅道 : 日本機械学会論文集, 43-376 (昭 52-12), 4337.
 (23) C. E. Feltner and C. Laird : *Acta Met.*, **15** (1967), 1621.
 (24) J. R. Rice : *Appl. Mech.*, **34** (1967), 287.
 (25) T. Yokobori and M. Ichikawa : *Rep. Res. Inst. Str. Frac. Mat.*, **4-2** (1968), 45.
 (26) 横堀武夫 : 材料強度学, 第 2 版 (昭 50), 109, 岩波全書.
 (27) J. J. Gilman : *J. Appl. Phys.*, **36** (1965), 2772.

Fe-3% Si 合金の変形に及ぼす超音波振動応力重畳の効果

遠藤孝雄* 鈴木一顕** 吉田賢次*

Takao Endo, Kazuaki Suzuki and Kenji Yoshida : Effects of Superimposed Ultrasonic Oscillatory Stress on the Deformation of Fe-3% Si Alloy. When ultrasonic oscillations are applied during static testing, the static flow stress decreases. The purpose of the present work is to elucidate to what extent 'the stress superimposition effect' can explain this phenomenon. On the basis of the stress superimposition, the decrements in static flow stress, $\Delta\sigma$, were calculated neglecting the mean internal stress. From the measurements of specimen temperatures and the comparison between the measured and the calculated decrements, the following conclusive remarks were drawn.

(1) The effect of the temperature rise on the decrements was negligible in the superimposed stress range investigated.

(2) The measured decrements were larger than the calculated by a factor of about 1.5. They slightly decreased with increase in strain rates and slightly increased with increasing τ_A at which the superimpositions of stress were conducted.

(3) The results obtained above were qualitatively explained by the change in the fraction of the mean internal stress to the flow stress.

(Received July 27, 1977)

I. 緒 言

亜鉛単結晶の塑性変形中に 800 kHz の超音波振動応力を付加すると静的変形応力が低下することを Blaha ら⁽¹⁾⁽²⁾が発見した。それ以来、同様の現象が多くの結晶で見いだされ、Blaha 効果と名付けられた。この Blaha 効果は線引拔、圧延、深絞り等への応用が試みられ、強力超音波に関する解説^{(3)~(10)}に詳しく述べられている。Blaha 効果に関する研究の過程で見いだされた事実を列挙すると次の如くである。(1) 静的変形応力の減少^{(1)(2)(11)~(18)}, (2) 加工硬化率の減少⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾⁽¹⁷⁾, (3) 周波数非依存性⁽¹⁾⁽¹⁸⁾, (4) 超音波振動加工された材料の押込硬度が減少すること⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾, (5) 振動付加により試験片の温度が上昇する事⁽⁵⁾⁽¹⁵⁾⁽¹⁷⁾, (6) 歪速度の増加にともない、変形応力の減少量がへること⁽¹⁴⁾⁽¹⁹⁾, 表面が硬化すること⁽²⁰⁾等が見いだされた。

振動応力重畳にともなう変形応力減少の原因としては、(a) 温度上昇にともなう変形応力の低下, (b) 可動転位密度の上昇, (c) 振動応力付加による内部応力の低下, (d) 応力の重畳効果等が考えられる。

超音波振動付加による温度の上昇は 400 K 程度になる場合もあるので⁽¹⁵⁾ 超音波付加による温度の上昇が応力低下の原因になりうるが、注意深い研究によって試料の温度が上昇する前に静的変形応力が低下することが確認されている⁽⁵⁾⁽¹⁷⁾。

軟鋼⁽²¹⁾や LiF⁽²²⁾の降伏現象と同様に、超音波振動応力の付加によって転位密度が急に増加すると変形応力が急に低下することも考えられる。しかしながら、後述(IV-2)の如く、転位密度の変化が大きいと考える低歪領域ではむしろ応力の低下が小さい。したがって、可動転位密度の急速な増加で変形応力の低下を充分説明することはできないであろう。

* 横浜国立大学工学部金属工学科 (Department of Metallurgical Engineering, Faculty of Engineering, Yokohama National University, Yokohama)

** 横浜国立大学大学院 (Graduate School, Yokohama National University, Yokohama)

最近、歪振幅が 10^{-4} 以上になると内部摩擦が急に増加することが確認されたが⁽²³⁾、超音波振動付加による転位の繰返し増殖は振動振幅の大きい場合に重要になると思われる。

最近クリープ変形中に低周波の外力を加えると内部応力が低下することが報告されている⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾。超音波振動応力を付加した場合にも同様の現象がおりうるが (d) の効果と分離して測定することは一般に困難である。その理由は、発振機によって与えられた電気信号が磁歪振動子を含む機械的振動系に伝えられ、これが定常状態に達するのに約 0.05~0.5 s 程度の時間が必要である⁽³⁾⁽⁷⁾。超音波振動応力の周波数を 20 kHz とすると機械系が定常状態になるまでに、試料は $10^3 \sim 10^4$ サイクル程度の振動応力を受ける。低周波の振動応力で内部応力を減少させるのに要するサイクル数は数回程度であるから、一般に (c) と (d) を分離測定するのは困難である。

(d) の効果は最も重要なものと考えられる。Baker ら⁽¹¹⁾ は振動応力振幅、 τ_v^0 が小さい時には、静的変形応力の減少量、 $\Delta\tau$ が τ_v^0 の自乗に比例することを、応力重畳効果を基礎にして導いている。山本⁽⁵⁾ および鈴木⁽²⁶⁾ は Baker らの仮定を一部取除き、 $\Delta\tau$ の一般式を導いたが、実験結果との対応関係は未だ十分ではない。

本研究はエッチピット法によって求められた Fe-3%Si 合金の転位速度に関する結果⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾ を用い、超音波振動軟化現象がどの程度応力重畳効果で説明できるかを調べ、合わせて Blaha 効果に及ぼす内部応力の影響について考察するために行った。

II. 理 論

定歪速度の静的引張または圧縮試験の途中に超音波の振動応力を重畳すると静的変形応力が低下する。この原因は、前節で述べた如く種々の機構が同時に作用していると考えられるが、応力の重畳効果が最も重要と考えられるので、ここでは応力重畳効果による静的変形応力の減少量、 $\Delta\tau$ の定式化を行なう。

Fig. 1 は応力を時間の関数として模式的に示したもので

Fig. 1 Schematic illustration of the change in shear stress caused by the superimposition of ultrasonic oscillations. τ_A and τ_B denote the shear stresses without and with ultrasonic oscillations, respectively.

ある。(A)は剪断応力が τ_A で変形が静的に進行している状態、(B)は振幅 τ_v^0 の振動応力を重畳し、静的変形応力が τ_B の状態である。ここで超音波振動応力重畳にともなう静的変形応力の減少量、 $\Delta\tau$ を $\Delta\tau \equiv \tau_A - \tau_B$ と定義する。

状態(A)および状態(B)における歪速度、可動転位密度および平均転位速度をそれぞれ $\dot{\epsilon}_A$, $\dot{\epsilon}_B$, ρ_A , ρ_B および $\bar{V}_A$, $\bar{V}_B$ で表わすと次の関係が成立する。

$$\dot{\epsilon}_A = \phi \rho_A b \bar{V}_A \quad (1)$$

$$\dot{\epsilon}_B = \phi \rho_B b \bar{V}_B \quad (2)$$

ここに ϕ は方位因子、 b はバーガースペクトルである。

$\Delta\tau$ の定式化に当り次のような仮定をおくことにする。

(i) 振動応力を付加する前後の歪速度は同じとする。

(ii) 振動応力を付加する直前・直後の可動転位密度は変化しないとする。

(iii) 超音波振動付加による温度の上昇は無視する。

(iv) 重畳された振動応力は時間の関数として $\tau_v = \tau_v^0 \cos \omega t$ と表わされる。ここに、 ω は振動の角周波数、 t は時間である。

(v) 転位速度は $V = (\tau^*/\tau_0)^{m^*}$ もしくは $V = V_0 \exp(-D/\tau^*)$ で表わされるものとする。ここに τ^* は転位に作用する有効応力、 m^* , τ_0 , V_0 および D は定数である。

(vi) 内部応力は状態(A)および(B)においてないものとする。

(vii) 転位組織は振動応力重畳の直前・直後において変化しないとする。Gilman ら⁽²⁹⁾ が示したようにエッチピット法で求めた転位速度、 V の応力依存性は、降伏応力附近では応力の冪乗に比例し、広い応力範囲では指数法則に従う。そこで $\Delta\tau$ の定式化に当り個別に論じる。

1. モデル(I)

変形応力 τ は有効応力と内部応力の和で表わされる⁽³⁰⁾ が、ここでは仮定(vi) および (vii) に基づき、内部応力を無視し、転位組織の変化を考えないので、状態(A)および(B)における時々刻々の転位速度は降伏応力附近において、それぞれ次式で表わされる。

$$V_A = (\tau_A/\tau_0)^{m^*} \quad (3)$$

$$V_B = \{(\tau_B + \tau_v^0 \cos \omega t)/\tau_0\}^{m^*} \quad (4)$$

測定もしくは設定される歪速度に対応する転位速度は式(3)または(4)で与えられる速度の時間平均である。

したがって、状態(A)および状態(B)における平均転位速度はそれぞれ次の如くである。

$$\bar{V}_A = V_A \quad (5)$$

$$\bar{V}_B = \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{\tau_B + \tau_v^0 \cos \omega t}{\tau_0} \right)^{m^*} dt \quad (6)$$

ここに τ_0 は定数、 m^* は転位速度指数、 $T \equiv (2\pi/\omega)$ は振動応力の周期である。 $1/x^2 \equiv 1 - (\tau_v^0/\tau_B)^2$, $\phi \equiv \omega t$ とおくと、 $\bar{V}_B$ は次のようになる。

$$\bar{V}_B = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\tau_B}{\tau_0 x} \right)^{m^*} \int_0^{2\pi} (x - \sqrt{x^2 - 1} \cos \phi)^{m^*} d\phi \quad (7)$$

Schlaefli の公式により、式(7)は次のようになる。

$$\bar{V}_B = (\tau_B / \tau_0 x)^{m^*} P_{m^*}(x) \quad (8)$$

ここに $P_{m^*}(x)$ は m^* 次の Legendre 関数である。仮定 (i) および (ii) により一定歪速度の変形では $\bar{V}_A = \bar{V}_B$ であるから次式がなりたつ。

$$\frac{\tau_B}{\tau_A} = x \{P_{m^*}(x)\}^{-1/m^*} \quad (9)$$

τ_A と τ_0 を与えると式(9)を満足する τ_B が定まるので $\Delta\tau$ が決定できる。Fe-3%Si 合金について $\Delta\tau$ を算出する場合には $m^*=35$ および $\tau_0=200$ MPa⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾ とした。

2. モデル(II)

Stein⁽²⁷⁾や Erickson⁽²⁸⁾によって求められた Fe-3% Si 合金の転位速度は応力の冪乗に比例するが、広い応力範囲にわたってこの関係が成立するはずはない。その理由は式(3)において τ_A を大きくすると転位速度が弾性体中の音速を越えてしまうが、転位は弾性体中の音速よりも速く運動することはできない⁽³¹⁾。そこで LiF の場合と同様に、広い応力範囲では式(10)で転位速度が表わされるものとして $\Delta\tau$ の算出方法を考えてみる。

$$V = V_0 \exp(-D/\tau) \quad (10)$$

ここに V_0 は弾性体中の音速、 D は特性摩擦係数、 τ は剪断応力である。状態(B)における転位速度は、式(10)から次のように表わされる。

$$V_B = V_0 \exp\left(-\frac{D}{\tau_B + \tau_0^0 \sin \omega t}\right) \quad (11)$$

モデル(I)の場合と同様に状態(B)における平均転位速度 $\bar{V}_B$ は次式で与えられる。

$$\bar{V}_B = \frac{1}{T} \int_0^T V_0 \exp\left(-\frac{D}{\tau_B + \tau_0^0 \sin \omega t}\right) dt \quad (12)$$

式(12)は解析的には解けないが、数値計算で $\Delta\tau$ を決定することができる。モデル(II)によって $\Delta\tau$ を算出する場合には、 V_0 として 5.05×10^5 cm/s を用い、Stein⁽²⁷⁾および Erickson⁽²⁸⁾の測定結果を用いて $D=3.06 \times 10^3$ MPa を決定した。また ω は 20 kHz とした。

III. 実験方法

モデル(I)およびモデル(II)から計算で求めた $\Delta\tau$ と実験値を比較するために、Fe-3%Si 合金を用いた。化学分析値は、3.19%Si, 0.08%C, 0.20%Mn, 0.013%P, 0.065%S, 0.31%Al, 0.0020%O, 0.0057%N である。圧縮試験片は高さ 5 mm, 直径 5 mm の円柱状で、機械加工後 1123 K で 3 h 真空焼鈍したものである。Fig.2 に圧縮試験装置の主要な部分を示す。超音波付加圧縮試験の方法には、固体ホーンの変位振幅最大の位置に試験片を置く方法と、応力振幅最大の位置に試験片を置く方法とがあるが⁽³⁾、本実験では図の如く、前者の方法によって、超音波振動を圧縮試験の途中で断続的に付加した。Ni 磁歪振動子から与えられる振動エネルギーが試験機との接合によっ

Fig.2 Main part of the testing apparatus for superimposition of ultrasonic oscillations. (a) and (b) show the variations in longitudinal movement and stress amplitude, respectively.

てもれないように、ホーンの変位振幅が零の位置にもうけた固定用フランジで、ホーンを試験機のクロスヘッドに取り付けた。ホーンの応力振幅は、ホーンの応力最大の位置に 5 mm の歪ゲージを接着してシンクロスコープで測定した。ホーンに接着したゲージの出力は試料に付加される振動応力振幅とは異なるので、あらかじめ 2 mm の歪ゲージを試料に接着し、ホーンゲージの出力と試料ゲージの出力との関係を求めておき、この結果から試料に付加される振動応力振幅を評価した。静荷重の測定は試料の下部に取付けた圧縮用ロードセルで検出し、レコーダーに記録させた。試験片の温度測定には、歪ゲージを圧縮軸に垂直に貼った歪ゲージの温度特性を利用した。

IV. 実験結果および考察

1. 振動応力波形および試料の温度変化

Photo.1 はホーン・ゲージの出力をシンクロスコープに描かせたものである。長さ 5 mm のホーン・ゲージを弾性波が通過する時間は $0.8 \mu\text{s}$ 程度であるので、この歪ゲージで測定できる上限の周波数は、歪ゲージ自身および接着剤の粘弾性的挙動を無視すると約 400 kHz 程度となる⁽³²⁾⁽³³⁾。Photo.1 から測定された周波数は 17.8 kHz で、遮断周波数よりも十分低いことから Photo.1 はホーン内を通過する弾性波を忠実に表現しているものと考えられる。発振機の出力が増加するにつれて波形はやや乱れて

Photo.1 Variation of the superimposed oscillatory stress with time.

くるが、仮定(iv)の如く振動応力がほぼ正弦関数で近似できることが確められた。Photo.2は超音波振動応力重畳にともなう試料の温度変化を、2現象のシンクロスコープで調べた結果である。(a)は温度の時間変化、(b)は振動振幅の時間変化である。曲線(b)から超音波発振器の出力スイッチを入れてから約1s後にホーンは定常振動になり、出力スイッチを切ると直ちにホーンの振動が停止することがわかる。定常状態に入るまでの時間は他の報告に比して長い、これは試料の種類によって変化するようである⁽³⁾。一方、試料の温度は超音波振動応力重畳後、徐々に増加しており、超音波振動付加時間が長くなるにつれて温度は上昇を続け、振動が停止すると徐々に室温に戻ることがわかる。

Photo.2 Variation of the specimen temperature (a) and oscillatory stress amplitude (b) with time. The photograph shows that the time required for the steady oscillations is about 1 s and the final temperature rise is 5.4 K for 22 MPa of τ_v^0 .

11 Nの静荷重を試料に負荷し、20.8 MPaの振動応力を重畳すると、振動付加時間が9sの時、5.4 K、19sの時6.0 Kの温度上昇が認められた。本実験においては、 $\Delta\tau$ の測定のために振動応力を付加している時間は20 s以下としたから、上記の結果より、温度上昇による静的変形応力の低下は無視して良いと考えられる。

2. 計算値と実験値との比較

状態(A)および状態(B)の圧縮応力、すなわち σ_A および σ_B の半分が迂りに働く剪断応力と仮定して、実測値と計算値との比較を行なった。 $\Delta\tau$ の値は歪速度および τ_v^0 の値が同じであっても、塑性歪が極めて小さい所では高歪側で測定した $\Delta\tau$ の値よりも著しく小さい。これは極めて低歪の所の $\Delta\tau$ が高歪側で測定した $\Delta\tau$ と一様に取扱うことができない事を示している⁽³⁴⁾。本実験では、それゆえ、歪が0.02から0.1の間で $\Delta\tau$ の測定を行なった。高歪側の測定を歪が0.1までとした理由は、無潤滑圧縮試験では歪が増加するにつれて試片の形状が樽型になり、変形応力の算出が困難になるためである。

Fig.3は静的変形応力の変化、 $\Delta\tau$ ($\equiv\tau_A-\tau_B$)を振動応力付加前の応力、 τ_A の関数として図示したものである。

図から $\Delta\tau$ は歪速度の増加にともない減少し、 τ_A が増加すると僅ながら増加することがわかる。この傾向は τ_v^0 の値がさらに増加しても同様であるが、 $\Delta\tau$ の歪速度依存性が小さくなる傾向が認められた。前図の示す如く、 $\Delta\tau$ は僅に τ_A に依存するので、 τ_A が 210.7 ± 6.3 MPaの範囲にある測定結果を用い、 $\Delta\tau$ と τ_v^0 との関係を図示したのがFig.4である。図中の曲線(I)および曲線(II)は、それぞれモデル(I)およびモデル(II)に基づき、いずれも $\tau_A = 210.7$ MPaとして計算した結果である。

モデル(I)に基づいて計算した結果とモデル(II)に基づいて計算した結果を比較すると、 τ_v^0 が大きくなるにつれて、 $\Delta\tau$ の値に差が生じてくる。この理由は、計算の際に内部応力を無視したためである。転位速度を冪乗則で表現した場合には、応力が高くなると転位速度が弾性体中の音速をこえることになる。曲線(I)の上に示した矢印の右側では転位速度が音速を越えている。しかしながら、転位速

Fig.3 Variation in $\Delta\tau$ with τ_A for different strain rates and oscillatory stress amplitudes.

Fig.4 Comparison of experimental measurements and calculated $\Delta\tau$ on the basis of the stress superimposition. Curves (I) and (II) were calculated assuming the power law and exponential law stress dependence of dislocation velocity, respectively.

度を指数法則で表現したモデル(Ⅱ)では τ_A の値に関係なく、この矛盾が除かれている。本実験における平均転位速度は、式(1)に $\phi=0.5$, $b \approx 2.5 \times 10^{-8}$ cm, $\rho_A \approx 5 \times 10^8$ cm/cm³, $\dot{\epsilon}_A = 1.7 \times 10^{-3}$ /s を代入すると、約 3×10^{-5} cm/s 程度となる。エッチピット法による結果では⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾、平均転位速度が 10^{-2} cm/s 程度まで、冪乗則で表現できるので、本実験における測定結果は、モデル(Ⅰ)と比較すべきである。しかしながら実験条件から予想される平均転位速度と、計算の過程で用いられる転位速度との差は、内部応力を無視したために大きすぎる。そこで、 τ_B/τ_A を τ_0^0/τ_B の関数として図示したのが Fig.5 である。式(9)から明らかのように、 τ_B/τ_A は、 τ_0^0/τ_B のみの関数であって、 τ_A の値には依存しない。一方モデル(Ⅱ)の方は、この図においても τ_A の値に依存する。転位速度を指数関数で表現した場合においても、 τ_A が小さくなれば、モデル(Ⅰ)が良い近似となるので、 τ_A が減少するにつれて曲線(Ⅱ)は曲線(Ⅰ)に近づいてくるはずである。したがって内部応力が全くない場合で、しかも転位速度を指数関数で表わさなければならない程、 τ_A が大きくなれば、 $\Delta\tau$ が小さくなる事を図は示している。しかし、Fig.3 が示すように、 $\Delta\tau$ は τ_A が大きくなるとわずかに増加している。この矛盾は、本実験の基準歪速度範囲では、転位速度が応力の冪乗則で表現されること、および、理論計算において、内部応力を無視したためであると考えられ、Ⅳ・3 で討論する。

Fig.5 Experimental and calculated τ_B/τ_A versus τ_0^0/τ_B relations. The open circles, triangles and squares designate that the superimpositions were conducted at the stresses within the range from 217.0 to 204.4 MPa.

Baker ら⁽¹¹⁾は $\Delta\tau$ が小さい範囲では $\Delta\tau$ が次式で与えられ、 τ_A の場合に良く合うことを示した。

$$\Delta\tau = \frac{1}{4} (\tau_0^0)^2 \frac{v^*}{kT} \quad (13)$$

ここに v^* は活性化体積、 kT は通常用いられている意味である。式(13)と実測値と比較するために歪速度変化試験を行なった。歪速度変化にともなう応力の変化を $\Delta\sigma_{SR}$ で

表わすと、 $\{\ln(\dot{\epsilon}_2/\dot{\epsilon}_1)\}/\Delta\sigma_{SR}$ は 0.214×10^{-6} m²/N となり式(13)から算出した $\Delta\tau$ は実測値よりもかなり大きく、 τ_0^0 が大きくなるにつれてその差は顕著となる。さらに基準歪速度が増加すると v^* は僅ながら増加するので、式(13)からは、歪速度の増加とともに $\Delta\tau$ が増加することが期待されるが、Fig.3, 4 が示すように、実測値は歪速度が増加すると減少している。この原因は鈴木⁽²⁶⁾によって指摘されているように、Baker らの仮定、すなわち $v^* \tau_0^0/kT \ll 1$ が一般には厳しすぎるためであろう。事実、本実験の測定範囲内においては、 $v^* \tau_0^0/kT$ の値が 25~100 となっており、明らかに Baker らの仮定を満足していない。

3. 歪速度依存性

計算値と実測値との比較で注目すべきことは、実測値の $\Delta\tau$ が計算による $\Delta\tau$ よりも常に大きく、歪速度が低くなればなる程 $\Delta\tau$ が大きくなる事である。

Fig.6 に $\Delta\tau$ と歪速度との関係を示す。図は τ_0^0 および τ_A が小さくなるにつれて、 $\Delta\tau$ の歪速度依存性が大きくなることを示している。これらの事実と、変形中の平均内部応力との関係を明らかにするために、応力緩和試験を行ない、通常、純金属について行なわれている方法⁽³⁵⁾⁽³⁶⁾で緩和曲線の解析を試みた。本合金は侵入型原子を含んでいるので、応力緩和中に可動転位密度が減少し、正確に平均内部応力を決定することは困難と考えられる⁽³⁷⁾⁽³⁸⁾。しかしながら、解析の結果、Fe-3% Si 合金の平均有効応力は、体心立方構造をもつ他の純金属と同様に、歪によらずほぼ一定であり、歪硬化による変形応力の増加は、ほとんどすべて平均内部応力の増加に起因すること、歪速度が増加すると平均有効応力が僅ながら増加することがわかった。したがって、変形応力中の平均内部応力の占める割合は、歪の増加とともに、すなわち、応力の増加とともに増加し、測定範囲内では常にこの値が 80% を越えている。応力緩和試験から得られたこれらの結果から、 $\Delta\tau$ が τ_A とともに増加し、歪速度の減少とともに増加するのは、変形応力中の

Fig.6 Variation of $\Delta\tau$ with strain rate for various τ_A and τ_0^0 values.

平均内部応力が占める割合が増加することと関係している
と推論される。

超音波振動軟化現象に及ぼす内部応力の影響は周期内部
応力場を適当な周期関数で表現すれば定性的には理解でき
る。例えば、 λ を周期内部応力場の波長、 τ_i^0 を内部応力振幅と
し、点 u における内部応力場を $\tau_i(u) = \tau_i^0 \sin(2\pi u/\lambda)$ と
すると⁽³⁹⁾、降伏応力近くでは、点 u における転位速度が
次式で与えられる。

$$V_A = \tau_i^0 \{ \tau_A - \tau_i^0 \sin(2\pi/\lambda) u \} m^* \quad (14)$$

式(14)から明らかな如く、 u が $\lambda/4$ の整数倍の時、転位速
度は最も遅くなる。そこで超音波の振動応力を重畳すると
外力 τ_A は、 $\tau_A + \tau_i^0 \cos \omega t$ に変化する。外力が $\tau_A + \tau_i^0$ の時
には高い内部応力場を容易に乗り越えて転位は運動するの
で平均転位速度が増加する。最も極端な場合は、 τ_A と τ_i^0
が等しい場合で、この場合は式(14)から明かなように、
転位は $u = \lambda/4$ の位置で止り、長範囲の運動をすることが
できない。しかしながら、このような場合でも、振動応力
を重畳すると長範囲の運動をするようになる。以上の如く、
超音波振動付加による転位速度の増加は、 (τ_i^0/τ_A) の値が
1に近い時程顕著である。定歪速度の引張または圧縮試験
では、仮定(i), (ii), (iii)および(vii)が満足されている限
り、 $\bar{V}_A$ は $\bar{V}_B$ に等しいので、 τ/τ_{iA}^0 が1に近い時程、 τ_B
が低くとも $\bar{V}_A$ と同じ平均速度が得られるので、 $\Delta\tau$ は大
きくなる。

周期的内部応力場を考慮したモデルでは、状態(B)にお
ける有効応力、 $\tau_B^*(u, t)$ が負になる場合(転位の逆向の運
動)の取扱い、有効応力が極端に少ない場合に、転位運動
に対するしきい応力を設定する問題、時間と距離に関する
2つの周期関数を含む微分方程式を精度良く短時間に計算
すると云う問題が生じるが、簡単なモデル計算の結果は以
上の推論を支持するものであった⁽⁴⁰⁾。

以上の結果から、Steinら⁽²⁷⁾や、Erickson⁽²⁸⁾が用いた
合金の組成と、本実験の組成とは異なっているために、定
量的な議論はできないが、超音波振動応力付加直前の内部
応力水準と外部応力との比が $\Delta\tau$ の τ_A 依存性、 $\Delta\tau$ の歪速
度依存性の一因になっていると結論される。

V. 結 言

Fe-3% Si 合金に 17.8 kHz の超音波振動応力(振動応力
振幅 6.4~23.5 MPa)を断続的に付加しながら圧縮試験を
行ない変形応力の低下量 $\Delta\tau$ を測定した。さらに、エッチ
ビット法で求められている転位速度に関する結果を用い、
応力重畳による変形応力の低下量を計算で求めて実測値と
比較した。得られた結果は次の如くである。

(1) 超音波振動応力付加時間が 20 s 以内では温度の上
昇は高々 6 K である。

(2) 実測による $\Delta\tau$ は内部応力を無視して算出した $\Delta\tau$
よりも約 1.5 倍大きい。

(3) 実測された $\Delta\tau$ は、超音波振動応力付加直前の応力
が増加するにつれて、僅に増加する。

(4) 実測された $\Delta\tau$ は歪速度 ($3.3 \times 10^{-5} \sim 3.3 \times 10^{-4}$ /s)
の増加とともに僅に低下する。

(5) (2)~(4)の原因は、いずれも超音波振動応力付加
直前の平均内部応力と外部応力との比の変化によって定性
的に説明できる。

最後に本研究の遂行にあたり、適切なご助言を賜り、種々
のご便宜をはかっていただいた横浜国立大学 葉山益次郎、
沖 進両教授ならびに本研究の予備段階で種々の努力を重
ねた本学学生 山口智幸(現東京工業大学大学院)君に深甚
なる謝意を表する次第です。

文 献

- (1) F. Blaha and B. Langenecker : Acta Met., **7** (1959), 93.
- (2) F. Blaha and B. Langenecker : Naturwiss., **42** (1955), 556.
- (3) 山本昌孝, 藤森聰雄 : 機械の研究, **22**(1970), 1129; **22**(1970), 1229.
- (4) 森 栄司 : 塑性と加工, **11**(1970), 257.
- (5) 山本昌孝 : 塑性と加工, **11**(1970), 239.
- (6) A.E. Evans, A.W. Smith, W.J. Waterhouse and D.H. Sansome : Ultrasonics, **13**(1975) 162.
- (7) B. Weiss : Aluminium, **48**(1972), 741; **48**(1972), 811; **49**(1973), 165.
- (8) 森 栄司 : 電子通信学会誌, **58**(1975), 781.
- (9) B. Langenecker : Maschinenmarkt, **81**(1975), 781.
- (10) 佐藤昭一郎 : プレス技術, **13**(1975), 85.
- (11) G.S. Baker and S.H. Carpenter : J. Appl. Phys., **38**(1967), 1586.
- (12) G.S. Baker and S.H. Carpenter : Trans. Met. Soc. AIME, **236**(1966), 700.
- (13) K.D. Sheffler : Met. Trans., **3**(1972), 167.
- (14) 和泉 修, 大山致知, 鈴木善彦 : Trans. JIM, **7** (1966), 158.
- (15) 和泉 修, 大山致知, 鈴木善彦 : 塑性と加工, **7** (1966), 59.
- (16) 沖本邦郎, 山川俊夫 : 九州工業試験所技術報, **6** (1971), 17.
- (17) 前田春興, 中桐明和, 吉田郁郎 : 日本金属学会誌, **33**(1969), 1213.
- (18) J.B. Jones : Proc. ASTM. Intern. Conf. Mfg. Technol., (1967), 983.
- (19) C.E. Winsperand and D.H. Sansonme : J. Inst. Metals, **97**(1969), 274.
- (20) A. Pusker : Acta Met., **24**(1976), 861.
- (21) G.T. Hahn : Acta Met., **10**(1962), 727.
- (22) W.G. Johnston and J.J. Gilman : J. Appl. Phys., **30**(1959), 129.
- (23) M.C. Jon, W.P. Mason and D.N. Beshers : J. Appl., **47**(1976), 2337.
- (24) D.K. Shetty and M. Meshii : Met. Trans., **6 A** (1975), 349.
- (25) W.L. Bladley, S.W. Nam and D.K. Matlock : Met. Trans., **7 A**(1976), 425.
- (26) 鈴木敬愛 : 生産研究, **22**(1970), 194; **22**(1970), 344.
- (27) D.F. Stein and J.R. Low, Jr. : J. Appl. Phys., **31**(1960), 362.
- (28) J.S. Erickson : J. Appl. Phys., **33**(1962), 2499.

- (29) J.J.Gilman and W.G.Johnston : *Solid State Physics*, Vol.13, Academic Press, New York and London, (1962), 147.
 (30) H.Conrad : *J.Metals*, **16**(1964), 582.
 (31) A.H.Cottrell : *Dislocations and Plastic Flow in Crystals*, Oxford, (1953), 41.
 (32) 川田雄一, 平 修二, 多田美朝 : 応力測定マニュアル, オーム社, (1972), 49.
 (33) 渡辺 理 : 歪ゲージとその応用, 日刊工業新聞社, (1971), 75.
 (34) E.Schmid : *Trans.JIM*, **9**(1968), Suppl., 798.
 (35) J.C.M.Li : *Can.J.Phys.*, **45**(1967), 493.
 (36) I.Gupta and J.C.M.Li : *Met. Trans.*, **1**(1970), 2323.
 (37) K.Okazaki, Y.Aono and M.Kagawa : *Acta Met.*, **24**(1976), 1121.
 (38) K.Okazaki, M.Kagawa and Y.Aono : *Z. Metallk.*, **67**(1976), 47.
 (39) J.C.M.Li : *Dislocation Dynamics*, Ed. by A.R. Rosenfield *et al.*, McGraw-Hill Book Co., (1968), 87.
 (40) T.Endo, K.Suzuki and M.Ishikawa : to be published.

Zn-22% Al 合金における結晶粒径の常温塑性挙動への影響

広 橋 光 治* 河 合 栄一郎*
 六 碓 賢 亮* 宮 川 松 男**

Mitsuji Hirohashi, Eiichiro Kawai, Kensuke Mutsuzaki and Matsuo Miyagawa :
 Effects of Grain Size on Plastic Behaviour at Room Temperature of Eutectoid Zn-22%Al Alloys.

The plastic behaviour at room temperature is investigated on the superplastic Zn-22%Al alloys with grain sizes of 0.1~4.9 μm . The optimum grain size giving the maximum value of total elongation existed for each strain rate.

The strain rate sensitivity m have the maximum value at grain size of about 0.6~0.8 μm , and the strain rate sensitivity disappears above 4 μm ($m=0$). The total elongation increases with increase in m -value at the same grain size.

The maximum tensile stress is reached at 2~5% strain, and the grain boundary sliding of mother phase α' is observed in these strain ranges. The local elongation after the occurrence of the maximum tensile stress depends mainly on the α - β grain boundary sliding and on the deformation of the grains.

In the specimen of optimum grain size, at low strain rate, the total elongation is large because the α - β grain boundary sliding is remarkable, but at high strain rate, the specimen is brittle because the α - β grain boundary sliding does not occur and the intercrystalline cracks of α' -boundary is observed. In the large grain size alloy, the deformation of grains is observed at any strain rate.

(Received August 1, 1977)

I. 緒 言

超塑性材料においては、従来、延性の増加という観点から高温 ($>0.5 T_m$, T_m は合金の融点 K) での変形挙動の解析^{(1)~(3)}が多くなされてきたが、著者らは⁽⁴⁾Zn-22% Al 合金においては常温でも特定条件下で 100~200% 程度の延性があることを明らかにした。

したがって同合金の常温における塑性変形挙動が解明されれば、逆に超塑性材料の加工後の強化法もある程度予想できるものと思われる。

本研究は、常温塑性におよぼす結晶粒径およびひずみ速

度の影響を引張試験によって検討し、さらに定形時の表面および破断面の観察、硬さおよびX線回折試験を併せて行い、常温における変形挙動を解明せんとしたものである。

II. 実験方法

本研究に使用した合金は、Zn(純度 99.99%)78%, Al(純度 99.9%)22%の純2元系の共析合金(以後SPZと略称)と、これを母合金にして0.5% Cu および0.01% Mgを添加した強化材(以後SPZ-CMと略称)の2種類で、主として前者について実験した。試料は板厚1mmに熱間圧延した後、375°Cで2h加熱固溶処理後水冷し、常温に

* 千葉大学工学部(Faculty of Engineering, Chiba University, Chiba)

** 東京大学工学部(Faculty of Engineering, The University of Tokyo, Tokyo)