



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	Ni3(Al, Ti) 単結晶における高温降伏現象
Author(s)	落合, 鍾一; 三浦, 誠司; 三島, 良直 他
Citation	日本金属学会誌, 51(7), 608-615 https://doi.org/10.2320/jinstmet1952.51.7_608
Issue Date	1987-07-01
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/75128
Type	journal article
File Information	J. Jpn Inst. Metal 51(7) 608.pdf



Ni₃(Al, Ti)単結晶における高温降伏現象

落 合 鍾 一* 三 浦 誠 司**
三 島 良 直*** 鈴 木 朝 夫***

J. Japan Inst. Metals, Vol. 51, No. 7 (1987), pp. 608-615

High Temperature Yielding of Ni₃(Al, Ti) Single Crystals

Shouichi Ochiai*, Seiji Miura**, Yoshinao Mishima***
and Tomoo Suzuki***

A Ni₃(Al, Ti) single crystal with orientation near [001] showed a new type of yielding accompanied by a remarkable yield drop and a successive steady state deformation when it was deformed under a certain test condition at elevated temperatures. The characteristics of this high temperature yielding phenomenon (H.T.Y.) were studied by compression tests at various temperatures from 77 to 1273 K with strain rates varying from 1.4×10^{-2} to $1.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Results obtained are as follows: (1) {111} slip operates predominantly at higher temperatures beyond the maximum in flow stress under the conditions where the H.T.Y. occurs. (2) The state equation of this high temperature steady state deformation can be expressed as the same type as that of steady state creep. The value of the stress exponent is about 3 and the activation energy is nearly equal to that for diffusion. This suggests that {111} slip deformation is controlled by the viscous motion of dislocations. (3) In the H.T.Y., the stress drop was not so rapid and a Lüders band propagation was not observed. These characteristics are consistent with those of the Johnston type, so that the appreciable yield drop is considered to be due to the increase of mobile dislocation density during plastic deformation. (4) Using state equation obtained, the condition for the development of the H.T.Y. can be derived, by which H.T.Y. is expected only for single crystals having near $\langle 100 \rangle$ orientations. This prediction may well accounts for the experimental result.

(Received December 1, 1986)

Keywords: intermetallic compound, Ni₃(Al, Ti), single crystal, flow stress, high temperature yielding, strain rate, positive temperature dependence of strength, steady-state deformation

I. 緒 言

Ni基超耐熱合金の主要な構成相の一つであるNi₃Al (γ')相は強さの正の温度依存性を示すため、Ti, W, Nbなど種々の第3元素を添加した単結晶について強度の方位および温度依存性に関する研究が多数報告されている⁽¹⁾⁻⁽⁷⁾。

一方、この種合金の強さの歪速度依存性に対する系統的な研究は数少ない⁽⁸⁾⁽⁹⁾。最近、著者らはNi₃(Al, 5 at%Ti)単結晶について、応力が極大となる温度以上の温度領域(第Ⅲ温度領域)における強度の歪速度依存性を調べ、変形の律速過程を明らかにしている⁽¹⁰⁾。その際に、 $\langle 100 \rangle$ 近くの圧縮軸方位では第Ⅲ温度領域において定常変形を伴う顕著な降伏現象が生じることを見出した。

これまでL1₂合金の降伏現象に関する報告は少ない。Ardley⁽¹¹⁾はCu₃Auについて規則-不規則変態点(T_c)よりやや高い温度で降伏現象を観察しており、歪時効、強度の逆温度依存性および逆歪速度依存性などの特徴を有することを明らかにしている。この現象が短範囲規則温度領域で現れることから長範囲規則度の高い本合金系の高温降伏現象とは本質的に発現機構が異なる。一方、BesagとSmallman⁽¹²⁾は不規則状態から焼入後、 T_c より僅かに低い温度で時効したNi₃Fe, Ni₃Fe-5%AlおよびNi₃Mnにおいて降伏現象が現れることを明らかにし、order lockingモデルによる説明を試みている。しかし、降伏時の応力-歪曲線の形状は鋭く、またリューダース帯の伝播を伴うなどの特徴は本研究において観察された降伏現象のそれとは相違する。ここで見出されたNi₃(Al, Ti)単結

* 長岡技術科学大学(Technological University of Nagaoka, Nagaoka)

** 東京工業大学大学院生(Graduate Student, Department of Materials Science and Engineering, Tokyo Institute of Technology, Yokohama)

*** 東京工業大学精密工学研究所(Research Laboratory of Precision Machinery and Electronics, Tokyo Institute of Technology, Yokohama)

晶の降伏現象は、従来 L1₂ 合金において報告されているものとは別な原因に基づくものである。

本研究は Ni₃(Al, 5 at% Ti) 単結晶において特定の圧縮軸方位にのみ観察される特異な高温降伏現象に注目し、その発現機構並びに方位依存性を明らかにすることを目的とする。

II. 実験方法

実験方法は前報⁽¹⁰⁾に示したとおりである。切出した圧縮試験片の方位に関するパラメータを Table 1 に示す。前報の A および B 方位に対して、これを C 方位と名付ける†。ここで S_o , S_c および S_r はそれぞれ、(111)[$\bar{1}01$]すべり系 (Octahedral slip), (001)[$\bar{1}10$]すべり系 (Cube slip), および (010)[$\bar{1}01$]すべり系 (Cross slip) の Schmid 因子である。また R および N は各々、 S_o に対する S_c の比および S_o に対する S_r の比である。

Table 1 Orientation factors.

Orientation	S_o	S_c	S_r	R	N
C	0.445	0.136	0.083	0.31	0.19

S_o =Schmid factor for (111)[$\bar{1}01$]slip.

S_c =Schmid factor for (001)[$\bar{1}10$]slip.

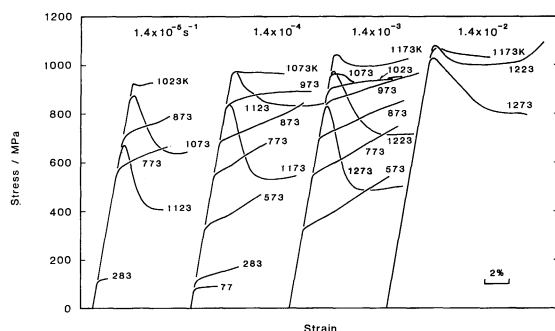
S_r =Schmid factor for (010)[$\bar{1}01$]slip.

$R=S_c/S_o$, $N=S_r/S_o$.

圧縮した試料についてすべり帯観察を行うとともに2面解析法により変形中に活動したすべり系を調べた。

III. 実験結果

Fig.1 に C 方位の圧縮軸を有する Ni₃(Al, Ti) 単結晶の応力-歪曲線を示す。いずれの歪速度においても室温から温度の上昇とともに流動応力は増大し、いわゆる強さの正の温度依存性が認められる。異常温度依存性が現れる第



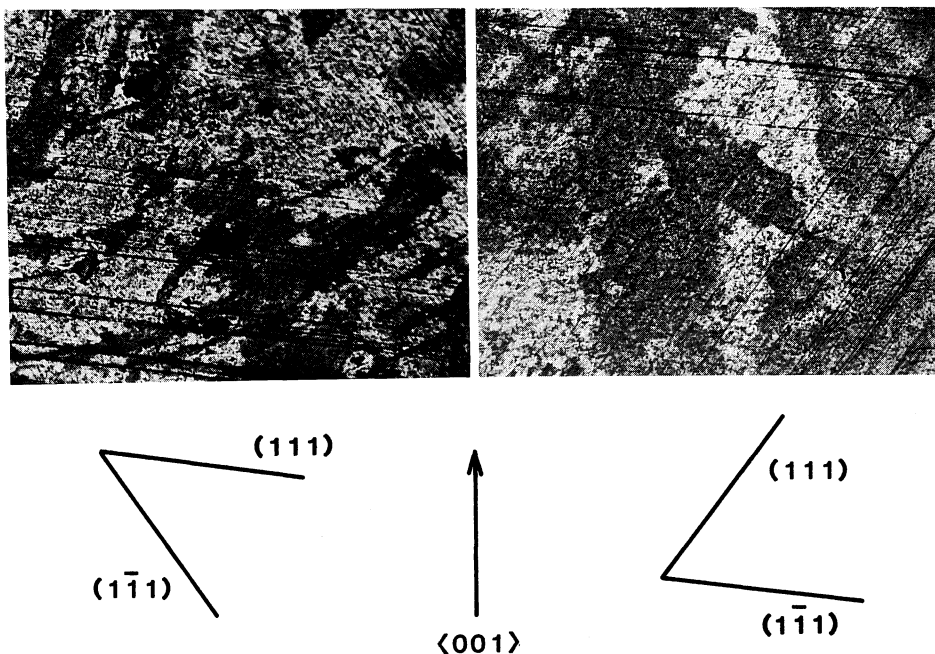


Fig.3 Slip traces of $\text{Ni}_3(\text{Al, Ti})$ single crystal with orientation C tested at 1073 K.

て約 200 MPa 上昇していることがわかる。しかし、A や B の方位では 10 倍の歪速度の増大に対して約 40 MPa 流動応力が高くなるだけであることから⁽¹⁰⁾、C 方位の第Ⅲ温度領域における強さは著しい歪速度依存性によって特徴づけられるといえる。

活動すべり系の温度依存性を調べるため試料側面に生じたすべり線を観察した。その代表例として高温降伏後の光学顕微鏡写真を Fig.3 に示す。比較的粗い $(1\bar{1}1)$ すべり線に交差するように均一で細かい (111) すべり線が生じていることが観察できる。Table 2 は 2 面解析により決定したすべり系と温度との関係をまとめたものである。C 方位では $(1\bar{1}1)$ すべりが混在するものの T_p より高温でも依然として (111) すべりが優位であることが明らかであり、A や B の方位において高温で (001) すべりが支配的になる傾向と大きく相違している⁽¹⁰⁾。

Table 2 Slip planes observed.

Orientation	Temperature/K				
	473	773	873	1073	1173
C	(111)	(111)	(111)	$(111)^*$ $(1\bar{1}1)$	$(111)^*$ $(1\bar{1}1)$

* Slips with asterisk were predominant.

IV. 考 察

1. 高温定常変形並びに高温降伏現象のメカニズム

多くの強さの正の温度依存性を示す Ll_2 合金において、

T_p より高温での強さの低下が $\{100\}$ すべりの活動によって生ずることが報告されている⁽⁸⁾⁽¹³⁾⁻⁽¹⁷⁾。しかし、 $[001]$ に近い圧縮軸方位を有する本合金においてはすべり帯の観察結果より $\{111\}$ すべりが T_p 以上での高温変形を支配している可能性が高いことが明らかとなった。

Fig.4 は分解せん断応力の温度依存性を示したものであり、正の温度依存性に従う流動応力は $(111)[\bar{1}01]$ に対して、また負の温度依存性に従うそれには $(001)[\bar{1}10]$ に対する分解せん断応力で整理してある。なお、同図には別報⁽¹⁰⁾で

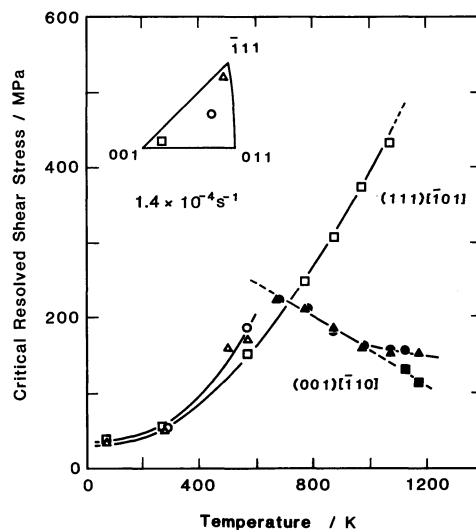


Fig.4 The temperature dependence of the flow stress resolved onto $(111)[\bar{1}01]$ and $(001)[\bar{1}10]$ for strain rate $1.4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

報告した A および B の方位についての結果も併せて載せてある。C 方位における強さの正の温度依存性が A や B より相対的に弱いことは、 N 値が 3 方位の中で最も小さいためであり従来報告されている傾向と一致する⁽⁴⁾⁽¹⁴⁾。一方、第 III 温度領域においては A と B 方位の CRSS (τ_{cub}^*) がほとんど一致しているのに対して C 方位の分解応力は低くなっていることから、A と B 方位の高温変形を支配している {100} すべり系よりも更に容易に活動する他のすべり系の存在が考えられる。これが {111} すべり系であることは Table 2 の結果から明らかであろう。このような <100> 方位近傍での特異な挙動は、すでに種々の Ll₂ 合金において観察され、断片的に報告されている⁽⁴⁾⁽¹³⁾⁻⁽¹⁷⁾。しかし、本研究で見出した高温降伏現象とそれにつづく高温定常変形という明確な形で議論を進めた報告は見当たらない。このことは強さの正の温度依存性に注目が集まっていること、およびこれら現象の発現条件がかなり制約されていることによるものであろう。

降伏後の顕著な強さの減少はそれに続く定常変形への遷移現象と考えられるので以後定常変形応力を用いて T_p より高温での変形挙動を考察する。Fig. 5 は C の方位における第 II 温度領域および定常変形に対する強さの (111) [101] への分解せん断応力と温度との関係を示したものである。第 III 温度領域の CRSS (τ_{oct}^*) は温度の上昇とともに直線的に急激な減少を示すこと、および正常な歪速度依存性が認められ、第 II 温度領域の CRSS (τ_{oct}^*) が歪速度に依存しないことと対照的である。また、定常変形応力は T_p に近づくにつれて降伏応力に漸近することから Fig. 5 における第 II および第 III 温度領域の両曲線の交点の温度は T_p に一致することになる。

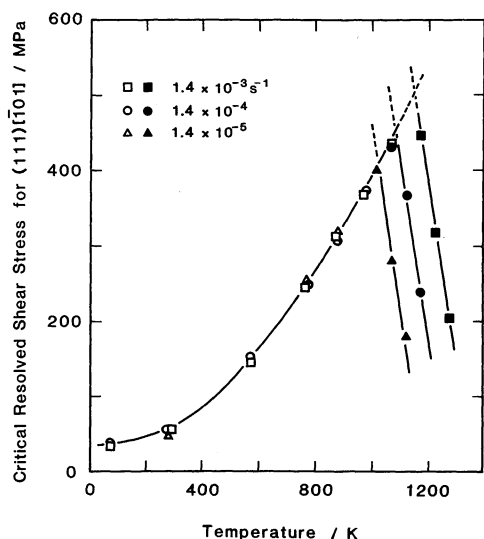


Fig. 5 The temperature dependence of flow stress in Regime II and flow stress at steady state in Regime III resolved onto (111)[101] for various strain rates.

第 III 温度領域における {111} すべりによる変形の状態方程式を調べるために Fig. 5 で求めた CRSS をせん断歪速度にたいして両対数で整理を行った。その結果を Fig. 6 に示す。いずれの温度においてもほぼ等しい傾き m を持つ直線関係が成り立つと判断できる。したがって変形の状態方程式は温度一定の条件で次式で表わすことができる。

$$\dot{\gamma} = K(\tau_{\text{oct}}^*)^m \quad (1)$$

ここで K は温度によって決る定数、 m は約 3 である。つぎに一定応力に対するせん断歪速度の対数と温度の逆数との関係を調べると、Fig. 7 に示すように直線によって近似できることが明らかである。したがって変形の状態方程式は高温における定常クリープ速度式と同様の次式で表わすことができる。

$$\dot{\gamma} = K_o(\tau_{\text{oct}}^*)^3 \exp(-E/kT) \quad (2)$$

ここで K_o は定数 (約 $3.1 \times 10^2 (\text{MPa})^{-3} \text{s}^{-1}$)、 k はボルツ

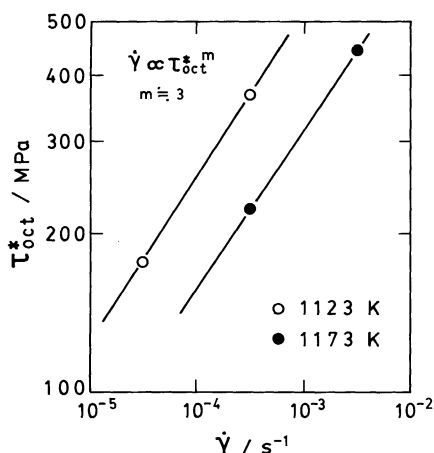


Fig. 6 Relation between CRSS τ_{oct}^* for steady state deformation and shear strain rate in log-log scale at different test temperatures.

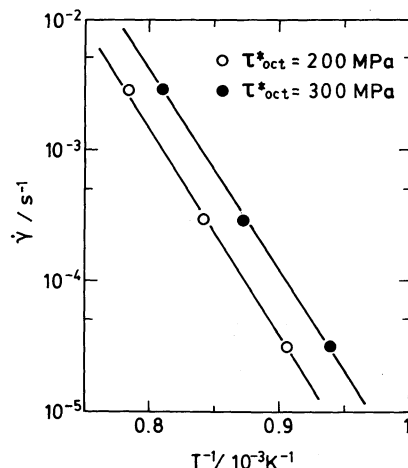


Fig. 7 Relation between the logarithm of shear strain rate and reciprocal temperature at different stress levels.

マン定数および T は絶対温度である。みかけの活性化エネルギーである E は直線の傾きから $290 \pm 5 \text{ kJ/mol}$ と求まり、この値は応力にはほとんど依存しない。また、 Ni_3Al 合金における相互拡散の活性化エネルギー⁽¹⁸⁾ および Ni 中における Al 原子の拡散の活性化エネルギー⁽¹⁹⁾ はともに約 268 kJ/mol であると報告されており、本研究で得たみかけの活性化エネルギーはこれらの値とほぼ一致している。このことは C 方位の第Ⅲ温度領域が $T_m/2$ より高温であることから変形に拡散が関与する可能性が高いという推定の妥当性を裏付けている。

Weertman は転位が粘性的にすべり運動するとして式 (2) と同型の定常クリープ速度式を導いている⁽²⁰⁾。ここで $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 合金の高温変形において転位の粘性運動が律速する可能性について検討を行う。面心立方置換型固溶体の高温定常変形において応力指数が 3 の合金型である場合、溶質原子の雰囲気を引きずる転位の粘性運動によって変形が支配されていることが多くの研究者により報告されている⁽²¹⁾⁽²²⁾。しかし、 $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 化合物は融点直下まで安定な規則状態を保持しているため Al や Ti の同種原子が転位の周りに集り雰囲気を形成するとは考えにくい。雰囲気が形成されているならば拡散が働かない低温でも固着から離脱する際、鋭い降伏現象やセレーションを伴うと思われるが観察されていない。強さの正の温度依存性を示す合金では主に直線的なラセン転位が観察されることから、仮に溶質元素の雰囲気が形成されたとしてもサイズ効果により雰囲気が形成されやすい刃状転位に比較してその雰囲気との作用は非常に弱く、転位の運動に追従しにくいと考えられる。したがって溶質原子による雰囲気の dragging 機構では本合金の高温変形を説明できない。一方、 Ll_2 合金においてはすべり面 $\{111\}$ と逆位相境界 (APB) エネルギーが最も低い面 $\{100\}$ とが異なるので、拡散が活発な高温では平行なすべり面上にある転位同士間の $\{100\}$ 面上に形成された APB を引きずりながら転位が粘性運動とするモデルを Flinn は提唱している⁽²³⁾。すべり面と異なる面上の APB は不規則状態から規則 - 不規則変態温度 (T_c) 以下への焼入れにつづく規則化処理により形成される。しかし、 $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ では T_c が融点より高く熱処理によって APB は形成されないこと、また $\{100\}$ 面上の APB が形成されたとしてもその後の変形において期待される APB からの転位の離脱の際のセレーションの発生あるいは鋭い降伏現象が観察されていないこと、この APB が拡散により広範囲に原子配列を変えつつ転位に引きづられながら移動するには十分小さい歪速度の高温変形が必要であるのに対して、通常の定常クリープよりはるかに高歪速度である $\dot{\epsilon} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ のオーダーでも定常変形が観察されること、最後に強さの正の温度依存性の原因が $\{100\}$ 面上の APB の dragging であるとする Flinn の考え方は現在では認められなくなったこと⁽²⁴⁾⁻⁽²⁷⁾、などの理由から APB の dragging 機構を本合金の高温定常変形に適用するこ

とは困難である。

これまで固溶体あるいは規則合金において知られる転位の粘性運動について述べてきたが、強さの正の温度依存性と直接関係づけることはしていない。しかし、 $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 合金における高温定常変形が強さの異常温度依存性を示した後現れること (Fig. 1), および高温定常変形に対する RSS が強度の異常温度依存性の寄与が含まれないゼロ K でのパイエルス力に比較して十分大きいことは (Fig. 5), 高温定常変形と強さの正の温度依存性が機構上、密接に関係することを示唆していると思われる。

一般に、強さの異常温度依存性は Kear-Wilksdorf 機構によって生ずると考えられている⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾。すなわち、 Ll_2 型結晶構造では $\{100\}$ 面の逆位相境界エネルギーが $\{111\}$ 面上のそれに比べて著しく小さいため、超格子転位を構成するらせん転位の一部が熱活性化過程により $\{111\}$ 面からエネルギーの低い $\{100\}$ 面へ交差すべりを生ずる。しかし $\{100\}$ 面は転位にとってすべりにくい面であるため交差すべりを起こした転位部分は不動化され、 $\{111\}$ 面すべりに対する障害になる。この障害の発生頻度は温度の上昇にしたがい増大することから変形応力が正の温度依存性を示すと説明されている。

以上の観点から $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ において観察される高温定常変形はらせん転位上において Kear-Wilksdorf 機構による固着化が起こる頻度と、拡散と応力の助けにより locking から離脱する頻度が釣り合う状態となるとき発現するという新しい考え方を提案する。すなわち $\{111\}$ 面上をすべる超格子転位は高温下・応力作用下で短距離の拡散による原子の再配列が起こり転位線の固着部分からの離脱が可能となる。このようにして常に局所的な固着と離脱が繰り返されるため粘性的な運動となり、その結果式 (2) の応力指数が約 3 になるものと推定できる。

一方、竹内は強さの異常温度依存性を示す Ll_2 合金において、高温で擬パイエルス機構による $\{111\}$ すべりが生ずる可能性を指摘している⁽³⁰⁾。この機構によれば $\{100\}$ 面に拡張することによって sessile 型となった転位の一部が収縮し、glissile 型に変わり、さらに応力により bow out することによって転位が $\{111\}$ 面をすべり運動する。Fig. 7 において、みかけの活性化エネルギーが応力により殆ど変化しないことから変形の活性化体積は小さいことが予想され、実際、バーガースベクトルを b とすれば活性化体積は約 $12b^3$ である。このような小さい活性化体積の値は擬パイエルス機構を支持するものであるが、本研究で得た拡散の活性化エネルギーに匹敵するような比較的大きい活性化エネルギー値が擬パイエルス機構のそれにとって妥当か否かは今後の研究に待つことになるう。

$\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 合金で見い出された降伏現象の特徴は既に述べたように、応力 - 歪曲線の形状が緩やかであること、温度および歪速度依存性が大きいこと、リュエダース帯のような不均一変形が認められないことなどであり、これら

の特徴は Cottrell 型⁽³¹⁾の降伏現象より Johnston 型⁽³²⁾の降伏現象のそれに適合している。Johnston の理論⁽³²⁾によれば、歪速度一定の塑性変形において急激な転位の増殖が生じると転位の運動速度は減少し、応力の増加関数として与えられる転位の運動速度は減少するに従って変形応力の低下を招くことになり降伏を起こすと考えられる。Johnston 型の降伏現象を生じるための条件としては、(1)初期の低い可動転位密度、(2)急激な転位の増殖および(3)転位速度が応力に敏感でないことが挙げられる。強さの正の温度依存性が現れることから Kear-Wilford 機構によって転位は固着されており可動転位密度が極めて低いと考えられる。変形初期においては固着された転位からの逆応力により転位源の活動が抑えられているが、拡散と応力の助けにより転位が固着と離脱を繰り返しながら運動しはじめると転位源は活動を開始し急激な超格子転位の増殖が起こる。また式(2)における応力指数が約3と小さいため転位速度を変化させるには大きな応力変化を必要とする。したがって(1)(2)および(3)の条件はすべて満足されており、Johnston 型の降伏現象が生じる妥当性が裏付けられたと言えよう。

2. 高温降伏現象の方位依存性

本研究で調べた Ni₃(Al, Ti)単結晶の C 方位の高温変形には顕著な降伏現象とそれに続く定常変形を伴うことが明らかとなった。しかし、別報⁽¹⁰⁾で報告した A および B の方位においてはこれらの現象を見出すことはできず、このことは方位と密接に関連する現象であることを示唆している。本節では高温降伏現象が C の方位でのみ現れる原因について検討を行う。

Fig.3 の結果において C 方位の第Ⅲ温度領域における 0.2% 流動応力を (001)[$\bar{1}10$] に対する分解せん断応力としたとき、他の A および B の方位におけるそれより小さいことから、C 方位では {111} すべり系の方が {100} すべり系より活動容易なすべり系であると結論した。したがって、高温降伏現象が発現するためには、温度の上昇にともない正の温度依存性を示す応力 (σ_{oct}) の (001)[$\bar{1}10$] に対する RSS が {100} すべり系の CRSS (τ_{cub}^*) に到達する前に、 σ_{oct} の (111)[$\bar{1}01$] に対する RSS が負の温度依存性を示す {111} すべり系に対する CRSS (τ_{oct}^*) に達する必要があると考えられる。この条件は次式で表わせる。

$$\{\tau_{oct}^* < S_o \sigma_{oct}\} \cap \{S_c \sigma_{oct} < \tau_{cub}^*\} \quad (3)$$

ここで S_o と S_c は各々 (111)[$\bar{1}01$] および (001)[$\bar{1}10$] に対する Schmid 因子である。これら二つの Schmid 因子の比である $R (= S_c/S_o)$ を用いて式(3)を書き直したのが次式である。

$$R\tau_{oct}^* < R\tau_{oct} < \tau_{cub}^* \quad (4)$$

式(4)に含まれる各応力成分の相互関係についてのモデル図が Fig.8 であり、分解せん断応力を温度について整理したものである。(a)図は R が 1 より大きい A の方位に

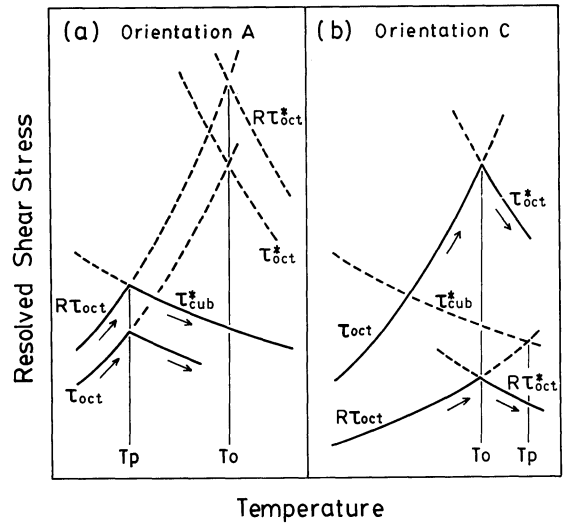


Fig.8 Schematic illustration of the effect of orientation on the transition temperatures (T_o , T_p). (a) Orientation A: $T_p < T_o$. (b) Orientation C: $T_o < T_p$.

における状況を示しており、 $R\tau_{oct}^*$ や $R\tau_{oct}$ は τ_{cub}^* より大きくなり式(4)を満たさない。一方、(b)図は R が 1 より十分小さい C の方位における状況であり、明らかに式(4)が満足されている。このように R は高温定常変形の方位依存性にとって重要な方位因子であるが、 τ_{oct}^* および τ_{cub}^* はせん断歪速度の関数であることから各々 S_o および S_c に依存しており、 R の大きさのみによって式(4)を単純に説明することはできない。第Ⅱ温度領域から {100} すべり系が支配する第Ⅲ温度領域に移移する温度を T_p 、粘性的な {111} すべりが支配する第Ⅲ温度領域に移移する温度を T_o とすると、前者は τ_{oct} と τ_{cub}^* が等しくなる温度として、後者は τ_{oct} と τ_{oct}^* が等しくなる温度として求めることができる。これらの温度を用いると式(4)は次式と等価となる。

$$T_o < T_p \quad (5)$$

鈴木らは強さの異常温度依存性を示す流動応力について次式を適用し、抽出した強さの正の温度依存性成分と相安定性との関連を明らかにしている⁽²⁵⁾。

$$\tau_{oct} = (1 - BT) \tau_{o(oct)} + A_o \exp(-Q/kT) \quad (6)$$

ここで $\tau_{o(oct)}$ は 0 K での変形せん断応力、 B は剛性率の温度依存性によって決る定数、 A_o は定数、 Q は転位が {111} から {100} へ交差すべりするための活性化エネルギーである。C 方位について求めた各パラメータの数値は $B = 0.0003 \text{ K}^{-1}$ ⁽²⁷⁾、 $A_o = 1.80 \times 10^3 \text{ MPa}$ および $Q = 13 \text{ kJ/mol}$ である。なお、以後の計算では他の方位に対しても便宜的にこれらの数値を用いているが、そのことによる影響は小さく議論に支障しないことを確認している。また、別報⁽¹⁰⁾において第Ⅲ温度領域の {100} すべりはパイエルス機構により律速されていることを明らかにし、せん断歪速

度 $\dot{\gamma}$ のもとで臨界分解せん断応力 τ_{cub}^* が次式で与えられることを示した。

$$\tau_{\text{cub}}^* = \tau_i + \{ \sqrt{\tau_{\text{o(cub)}}} + kT/2Ab^3 \cdot \ln(\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_0) \}^2 \quad (7)$$

ここで τ_i は非熱的応力成分, $\tau_{\text{o(cub)}}$ は 0 K での有効せん断応力, b はバーガースベクトル, A および γ_0 は定数である。したがって式 (2), (6) および (7) と本研究並びに前報⁽¹⁰⁾に報告した各パラメータに対する数値を用いることにより T_p および T_o を算出することができる。

C 方位について計算より求めた T_o と歪速度 $\dot{\epsilon}$ との関係を図 9 に示す。 T_o は歪速度が増すほど高温側に移行し、その傾向は歪速度が大きくなるほど顕著となる。また、同図には Fig. 1 の結果をもとに高温降伏現象 (H. T. Y.) の発現の有無も併せて示しており、 $T_o - \dot{\epsilon}$ 曲線がほぼその境界となることから式 (2) が高温定常変形の状態方程式として十分妥当であることがわかる。

代表的な 2 種類の歪速度 ($1.4 \times 10^{-1} \text{ s}^{-1}$ および $1.4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) について標準ステレオ三角形上に式 (5) が成立する方位を斜線領域で図示したものが Fig. 10 である。斜線領域に含まれる方位においてのみ高温降伏現象並びに高温定常変形の発現が期待できる。 $T_o < T_p$ となる方位が [001] 近傍の狭い範囲に限られていること、および領域の形状と面積は歪速度の大きさにほとんど依存しないことは注目すべき点である。斜線を施していない領域は $T_p < T_o$ となり、第 III 温度領域が {100} すべりに支配されることを意味している。

Fig. 10 において $T_p < T_o$ となる領域に描いてある一点鎖線は {100} すべりが開始するために強さが極大を示す温度 T_p の等高線である。[001] 方位に近づくにつれて T_p が上昇し、また歪速度が大きいくほど T_p が高くなる傾向は、 Li_2 合金単結晶の強度に関する従来の報告⁽¹³⁾⁻⁽¹⁶⁾ と一致し

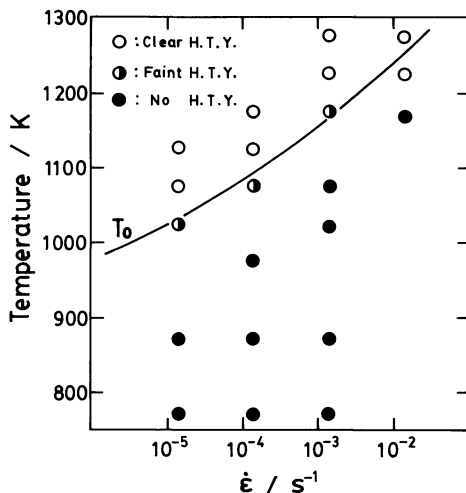


Fig. 9 Effect of strain rate $\dot{\epsilon}$ on the critical temperature T_o above which high temperature yielding phenomenon (H.T.Y.) appears.

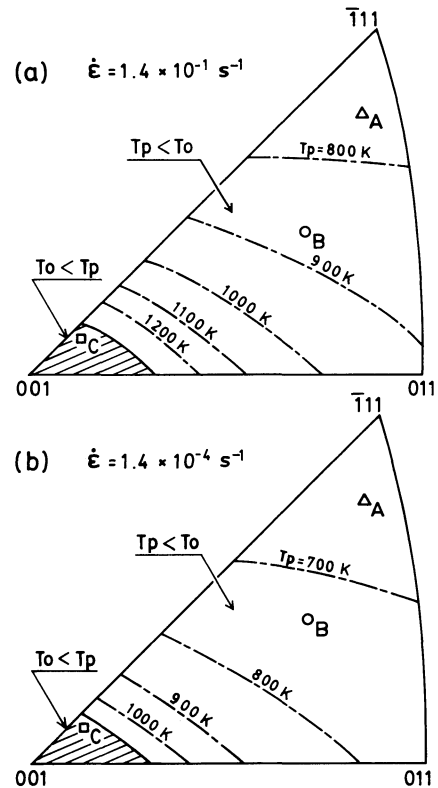


Fig. 10 Standard stereographic triangle showing the area where T_o is less than T_p . High temperature yielding phenomenon is expected to appear for specimens having orientations in this area. Contours of T_p are also shown.

ている。一方、 T_o は歪速度の関数ではあるが方位に依存せずば一定値となることが本計算結果より示すことができる。ステレオ三角形上の T_p の等高線並びに $T_o < T_p$ となる斜線領域の境界線は R 値の等高線とほとんど重なることが明らかであり、このことは T_p のみならず高温降伏現象の方位依存性も主に R 値によって支配されていることを示唆している。

以上の観点の基に、2 種類の歪速度における計算値と実測値の T_p と T_o を R 値によって整理したのが Fig. 11 である。計算曲線についてみると、強さが極大を示す温度は R 値が比較的大きいときには {100} すべりが開始する T_p に一致し、 R 値の減少とともに T_p は急激に上昇する。

ある R 値に達すると強さの極大を示す温度は粘性的な {111} すべりが開始する T_o に遷移するようになり、以後 R 値に依存せず T_o は一定温度となっている。実測値は計算値と概ね対応していると言えるが、A と B 方位では実測値は計算値より僅かに低い。これは A と B 方位における強さの正の温度依存性に対する活性化エネルギーを C 方位のそれ ($Q = 13 \text{ kJ/mol}$) と等しいと仮定して計算したためであり、実際の活性化エネルギー値 ($Q = 12 \text{ kJ/mol}$) を用いると計算値は実測値にほとんど一致すること

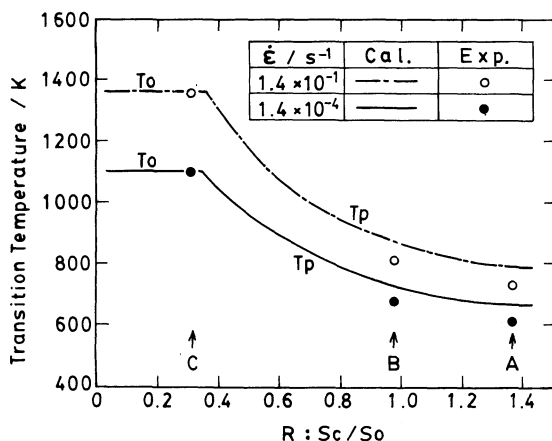


Fig.11 Relation between $R(S_c/S_o)$ and the transition temperatures (T_o , T_p) at different strain rates.

が確認される。なお、高温降伏現象が現れる臨界の R 値は歪速度に依存せずほぼ一定値(約 0.35)となることは大変興味ぶかい。

V. 結 言

<100>近傍に圧縮軸を有する Li_2 型金属間化合物 $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 単結晶について高温で圧縮試験を行ない高温降伏現象およびこれに付随して高温定常変形を観察した。これら現象の発現メカニズムを明らかにするため流動応力を 1.4×10^{-2} から $1.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ の歪速度範囲で、また 77 K から 1273 K の温度範囲で調べた結論を得た。

(1) 流動応力-温度曲線において流動応力が極大となる温度より高温での変形は{111}すべりに支配される。

(2) 高温定常変形の状態方程式は高温での定常クリープ速度式と同型であり、応力指数が約 3 であること、また活性化エネルギーがほとんど拡散のそれに等しいことから、高温での{111}すべり変形は転位の粘性的なすべり運動が律速している。

(3) 本合金の高温降伏現象は、形状が緩やかであること、リュージス帯の伝播が観察されないこと、温度や歪速度依存性が高いことなどの特徴は Johnston 型の降伏現象に適合しており、転位密度の急激な増加のため顕著な降伏現象が生じると思われる。

(4) 高温降伏現象が発現する条件を示すとともに、この条件を満足する領域が標準ステレオ三角形において[001]近傍の極く狭い領域に限られることを明らかにした。本研究で調べた単結晶に高温降伏現象が現れたのは圧縮軸方向がたまたまこの領域内にあるためである。

終りに、本研究の遂行にあたり、明星大学理工学部 大矢義博氏には有益な御助言をいただき深く感謝致します。

文 献

- (1) G. R. Leverant, M. Gell and S. W. Hopkins: Mater. Sci. Eng., 8(1971), 125.
- (2) N.T.Travina, A.A.Nikitin and N.A.Lunina: Sov. Phys. Dokl., 21(1976), 459.
- (3) R. A. Mulford and D. P. Pope: Acta Met., 21(1973), 1375.
- (4) E. Kuramoto and D. P. Pope: Acta Met., 26(1978), 207.
- (5) R. G. Davies and N. S. Stoloff: Trans. Met. Soc. AIME, 233(1965), 714.
- (6) C. Lall, S. Chin and D. P. Pope: Met. Trans., 10A(1979), 1323.
- (7) S. S. Ezz, D. P. Pope and V. Paidar: Acta Met., 30(1982), 921.
- (8) P. H. Thornton, R. G. Davies and T. L. Johnston: Met. Trans., 1(1970), 207.
- (9) 大矢義博, 三島良直, 山田圭介, 鈴木朝夫: 鉄と鋼, 70(1984), 1870.
- (10) 三浦誠司, 落合鍾一, 大矢義博, 三島良直, 鈴木朝夫: 日本金属学会誌, 51(1987), 400.
- (11) G. W. Ardley: Acta Met., 3(1955), 525.
- (12) F. M. C. Besag and R. E. Smallman: Acta Met., 18(1970), 429.
- (13) S. M. Copley and B. H. Kear: Trans. Met. Soc. AIME, 239(1967), 977.
- (14) S. Takeuchi and E. Kuramoto: Acta Met., 21(1973), 415.
- (15) 朴 漢龍, 佐分利 敏夫, 稔野宗次: 日本金属学会誌, 39(1975), 1215.
- (16) 朴 漢龍, 佐分利 敏夫, 稔野宗次: 日本金属学会誌, 40(1976), 1068.
- (17) T. Saburi, T. Hamana, S. Nenno and H.-r. Pak: Japan J. Appl. Phys., 16(1977), 267.
- (18) M. M. P. Janssen: Met. Trans., 4(1973), 1623.
- (19) R. A. Swalin and A. Martin: J. Metals, 8(1956), 567.
- (20) J. Weertman: J. Appl. Phys., 28(1957), 1185.
- (21) 堀内 良, 吉永 日出男: 日本金属学会誌, 29(1965), 351.
- (22) 菊池潮美, 谷 登志夫, 足立正雄: 日本金属学会誌, 41(1977), 1265.
- (23) P. A. Flinn: Trans. AIME, 218(1960), 145.
- (24) D. M. Wee and T. Suzuki: Trans. JIM, 20(1979), 634.
- (25) D. M. Wee, O. Noguchi, Y. Oya and T. Suzuki: Trans. JIM, 21(1980), 237.
- (26) T. Suzuki, Y. Oya and D. M. Wee: Acta Met., 28(1980), 301.
- (27) O. Noguchi, Y. Oya and T. Suzuki: Met. Trans., 12A(1981), 1647.
- (28) B. H. Kear: Acta Met., 12(1964), 555.
- (29) B. H. Kear and H. G. F. Wilsdorf: Trans. Met. Soc. AIME, 239(1967), 977.
- (30) 竹内 伸: 先端金属材料・加工技術調査報告書(VI) 金属間化合物部会, 財団法人総合鋳物センター昭和 59 年 9 月, p.37.
- (31) A. H. Cottrell: Report of a Conference on Strength of Solids, The Phys. Soc., (1984), 30.
- (32) W. G. Johnston: J. Appl. Phys., 33(1962), 2716.