最近の研究

TiAl の破壊機構と延性化

川 畑 武*

1. は じ め に

ここ、4,5年における金属間化合物に関する研究の発展は、日、米を中心として目覚ましい。この根底には、約30年前の米国における先駆的な研究がある⁽¹⁾⁽²⁾。これまでの金属間化合物の研究の主役は、 Ni_3Al であった。しかし、 Ni_3Al の延性が改善され⁽³⁾⁽⁴⁾、その特性の限界が見えてきた昨今、研究の中心は、軽量で単位比重あたりのクリープ強度が、現用の超合金および Ni_3Al よりも優れている TiAl に移行してきた感がある。金属間化合物の研究の現状に関しては、すでに本会報⁽⁵⁾で大局的な観点から報告されている。軽量耐熱金属間化合物 TiAl は、今後、広い分野の研究者たちの様々な立場からの研究が望まれる。本報告では、TiAl の破壊機構⁽⁶⁾に関する最近の著者らの研究について述べる。

2. 単結晶の破面解析

TiAl 多結晶の破面は、粒界および粒内破壊の混在した実に複雑な様子を示す(図1)。粒内破壊面も、明らかなへき開破壊の領域(図1中の矢印c)と、線状の模様の凹凸の激しい破壊面(図1中の矢印t)との2種類が観察される。このtの領域は、多結晶の破面の大部分をしめ、後ほど単結晶の破壊面の観察の結果明らかになるように、すべり面破壊した部分と考えられる。その他、面積率は小さいながら、粒界破壊も観察される(図1の矢印i)。このように、多結晶の破面は、実に複雑な様子をしているとともに、多結晶の特性から、各結晶粒の方位の特定が困難である。したがって、多結晶の破面観察によって破壊面を確定することは、特別な方法、

例えば、電子線チャンネリングパターン(ECP)を使用する等の手法が使用できる場合を除いて、極めて困難である。

そこで、我々は、図2に示すような、2種類の単結晶試験片を作成し、三点曲げ試験により、TiAl の破壊強度および SEM を用いた破面観察による破壊の研究を行った⁽⁶⁾。A 試料は(010)面が、また、B 試料は(001)面が破壊しやすい方位関係になっている。TiAl の結晶構造は、 L1_0 型であり、Ti および Al 原子のみからなる面心構造の(002)面が、交互に積層した形をしている(図3)。したがって、(010)と(001)面では、Ti と Al の異種

図1 TiAl 多結晶の破面。写真中のiは粒界破壊、cはへき開破壊およびtは粒内破壊領域をそれぞれ示す。

図2 [010](A) および[001](B) 試験片の方位関係。

* 東北大学助教授；金属材料研究所，現在：住友軽金属工業㈱技術研究所主任研究員

Fracture Mechanism and Ductility Improvement of TiAl; Takeshi Kawabata (Institute for Materials Research, Tohoku Univ., Sendai. Present address: Technical Research Lab., Sumitomo Light Metal Industries, Ltd., Nagoya)

Keywords: TiAl, titanium aluminide, fracture mechanism, ductility improvement, dislocation reaction, cleavage fracture

1989年3月13日受理

原子の間の結合数が異なっており、破壊しにくさおよび破面の様子も異なることが予想される。図 4 は、研究の初期に使用した曲げ試験金具を示す。最近、当研究室では、四点曲げおよび引張り試験も行っており、TiAl の様に脆性的な材料でも、機械試験技術の向上により、データのばらつきが少なくなっている。しかし、ここに示した研究段階では、まだ、試料調整その他のはっきりしない要素によるデータのばらつきがあり、強度および延性の評価は、不正確であった。図 5 および 6 に、曲げ応力-変位曲線および破壊応力-温度曲線をそれぞれ示す。単結晶の圧縮試験の降伏応力のばらつきは、2 ないし 3 % 以内に収まっていた⁽⁷⁾のに対し、曲げ破壊応力は、実に大きなばらつきを示した(図 6 参照)。データをばらつかせる因子は、強度および延性を低下させる様に働く。したがって、この場合、破壊応力は、より高い値ほどより正しい値を示している。

図 7 は、[001] 方位を持つ単結晶試料を、1073 K で曲げ試験した時に形成された(001) 破面の巨視的観察の例を示す。上下の矢印 2 個と文字 'NA' によって、中立軸が示されている。上(U), 下(L), 左(圧縮側)および

図 4 三点曲げ試験金具。

図 5 [010]と[001]試験片の曲げ応力-変位曲線。

図 3 L1₀ 型結晶構造。

図 6 [010]と[001]試験片における破壊応力の温度依存性。両方位の圧縮試験における降伏応力の曲線も示す。

図 7 破面の巨視的観察例。

右(引張り側)方向の側面から観察された破面の巨視的な形状が、それぞれの位置に示されている。U, L および引張り側の破面は、凹凸が大きいのにに対し、圧縮側の破面は直線かと思われる程凹凸が小さい。右上および右下に示された挿入図は、中央の写真の A-A および B-B 部の断面の破面形状を、それぞれ描いたものである。これらの微小面の角度は、試料を走査型電子顕微鏡内で傾斜し、微小面が電子ビームと平行になった時の角度を測定して決定された。なお、観察はすべてステレオ法で行うことにより、測定の正確さを高めている。巨視的に平坦に見える破面を、さらに高倍率で観察すると、図 8 に示すような、微細組織が存在する。左側の上(圧縮側)および下(引張り側)に、走査電子顕微鏡により観察した写真をスケッチした図を示す。なお、左上の写真上部の圧縮側と書かれた側が、試料の圧縮応力の作用する側面近くの領域を示し、左下の図の右下に、引張り側と書かれた側が、引張り応力の作用する側面近くを示している。このように、引張り側と圧縮側では、その破面の様子は全く異なっており、応力状態が破面形成に強く影響をおよぼしていることが分かる。両破面とも、45°方向に傾いたすべり、あるいは双晶と考えられるトレースが多く観察されることが共通している。圧縮側の破面は、試料に直角に形成されているため、ほぼ45°に見えるが、引張り側では、破面が傾斜しているために、少し45°からずれた角度に直線状模様が観察される。右側のスケッチ

図 8 破面の微視的観察例。圧縮側および引張り側はそれぞれ圧縮応力側および引張り応力側側面近くの破面を示す。

図に示したように、これらの破面を形成する微小面は、(001)面に加えて{010}, {101}, (または{011})および{111}面からなっていることが判明した。ここで、{111}面は、TiAlのすべり面である。図 9 は、同じく

図 9 [001]試験片の 843 K における破面の観察例。矢印と 'NA' は中立軸を示す。T および C は引張りおよび圧縮側をそれぞれ示す。

図10 293 K で試験した[001]試験片の破面。T および C は、それぞれ、引張りおよび圧縮側を示す。

[001]方位の試料の 843 K おける破面観察の例である。図 9(d)は低倍率写真であり、図 9(a), (b)および(c)は、それぞれ線で結んだ領域の高倍率写真である。破面の角部近くにへき開破壊面が観察される(図 9(a))。このへき開破壊は、試料表面から約 80 μm 内側に入った位置から開始しており、表面近くには、シャーリップが形成されている。このシャーリップ中には、多数のすべり線が観察される。また、へき開破壊部から左右および下方へ並行な直線状の模様が観察される領域が形成されている。この直線状模様は、細長い微小面が形成する角部であり、これらの微小面は、上記と同様な破面解析により、 $\{111\}$ すべり面に近い面であることが判明した。低倍率の写真(図 9(d))に観察されるように、破面の大部分は、この $\{111\}$ 微小面からなっている。図10(a), (b)および(c)は、293 K で試験した(001)破面である。破壊が開始したと考えられる部分近くには、Wallner 線状の模様が観察される。Wallner 線は、普通、非常に脆い材料の破面で観察される曲線状の模様で、伝播しつつあるクラック先端と弾性波との相互作用により、形成されると考えられている⁽⁸⁾。この Wallner 線状模様の観察される領域の端は、試料の表面から、約 20 μm 内側に入った場所であり、この約 20 μm 幅の領域には、すべり線模様が観察される。したがって、Wallner 線が形成されるほど、脆性的なクラックであっても、試料表面近くに塑性変形が先行して生じ、その後、破壊を開始していることが推察される。[010]試料のいずれの温度における破面も、[001]方位の試料と極めてよく似た破面形態を示していた。表 1 は、[010]および[001]方位の試験片を、293, 843 および 1073 K で曲げ試験した時観察される破面の特徴をまとめたものである。観察結果は次の様に要約できる。① [010]および[001]単結晶の破面は、 $\{010\}$, $\{001\}$, $\{101\}$ (または $\{011\}$)および $\{111\}$ 面の微小

面からなっている。②純粋にへき開破面であると考えられる平坦な領域と、並行な線状模様の観察される凹凸の激しい領域の 2 種類が観察される。並行な線状模様を形成する多数の細長い微小面は、 $\{111\}$ 面であると推察される。③単結晶のへき開破壊は、293 K における極めて脆性的な条件においても、試料表面の約 20 μm 内側から開始しており、その 20 μm 幅の領域には、明確な塑性変形の痕跡が認められた。このことは、へき開破壊が転位反応の結果生じることを暗示している。④多結晶体の破面は、②に述べた特徴を持つ領域に加えて、粒界破面が観察される。

3. これまで提案されている転位反応によるへき開破壊

Lomer⁽⁹⁾と Cottrell⁽¹⁰⁾は、fcc 格子中の二つのすべり面の交線で不動転位を形成する転位反応を提案した。Hirth は、等方性材料中⁽¹¹⁾と、異方性材料中⁽¹²⁾での転位反応を詳細に議論した。Cottrell⁽¹³⁾は、bcc 格子中で転位反応により、(002)面にへき開が生じる機構を提案した(図11(a))。六方晶の Zn は、底面の(0001)面でへき開破壊を生じる。Gilman⁽¹⁴⁾と Stroh⁽¹⁵⁾は、Zn のへき開破壊が、キンクバンドと関係しているという機構を提案した(図11(b))。この機構は、TiAl の $\{111\}$ すべり面破壊にも働いている可能性がある。しかし、後ほど、示されるように、二つの異なるすべり面上の転位の反応によっても、 $\{111\}$ 面破壊は生じることが期待され、現時点では、どちらの機構が正しいか特定できない。今後の実験で明らかにされる必要がある。転位の集積とへき開破壊を関係づける機構は、多くの研究者によって提案されている。図11(c)は、Stroh によって提案された、転位の集積が粒界で阻止され、隣接粒にへき開を生じる

表 1 破壊開始点, 引張り応力側, 中央部, および圧縮応力側における破壊様式, 破壊面および破壊ひずみをまとめた表.

	A[010]			B[001]		
	293 K	843 K	1073 K	293 K	843 K	1073 K
破壊開始点の様式と面	C WL ~(010)	C ~(010)	C ~(010)	C WL ~(001)	C ~(001)	C ~(001)
引張り側破壊様式と面	C ~(010) ~(011) ~(01 $\bar{1}$) ~(001) _s ~(100) _s (111) _t	C ~(010) ~(100) _s (111) _t	C ~(010) ~(01 $\bar{1}$) ~(011)	C ~(001) ~(110) ~(010) _s (111) _t	C ~(001) ~(110) ~(010) _s (111) _t	C ~(001) ~(011) ~(01 $\bar{1}$) ~(101) (111) _t
中央部の破壊様式と面	C ~(010) ~(01 $\bar{1}$) ~(011)	C ~(010) ~(100) _s ~(110)	C ~(010) ~(01 $\bar{1}$)	C ~(001)	C ~(001)	C ~(001) ~(01 $\bar{1}$) ~(011)
圧縮側破壊様式と面	C ~(010) ~(001) _s ~(100) _s (111) _t	C ~(010) ~(001) _s	C ~(010) ~(100) _s ~(001) _s	C ~(001)	C ~(001)	C ~(001) ~(010) _s ~(100) _s (111) _t
破壊ひずみ	~0	~0.07	~0.2	~0	~0.05	~0.1

C:へき開, WL: Wallner 線, ()_s: ()面の段, (111)_t: (111)面トレース

図11 (a)Cottrell の提案した bcc 金属中の転位反応とマイクロクラック形成機構. (b)Gilman と Stroh の提案した hcp 金属 (Zn) の (0002) 面のへき開破壊機構. (3)Stroh の提案した集積転位によるマイクロクラック形成機構.

機構を示す⁽¹⁶⁾.

4. TiAl 中の転位

TiAl 中に存在することが理論的に期待され, そして実際に存在が透過電子顕微鏡により確認されている転位は,

- (1) $1/2\langle 110 \rangle$ のバーガースベクトルをもつ普通転位⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾,
- (2) $\langle 101 \rangle$ および $\langle 011 \rangle$ のバーガースベクトルを持つ超転位 (superdislocation)⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾,
- (3) $1/6\langle 112 \rangle$ のバーガースベクトルをもつ半転位 (partial dislocation)⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾,
- (4) $1/2\langle 112 \rangle$ (または $1/3\langle 112 \rangle$) のバーガースベクトル

ルを持つ超転位⁽¹⁹⁾,

である.

これらの転位は次のように分解する可能性がある.

- ① $1/2\langle 110 \rangle \Rightarrow 1/6\langle 211 \rangle + \text{CSF} + 1/6\langle 1\bar{2}\bar{1} \rangle$
- ② $\langle 101 \rangle \Rightarrow 1/2\langle 101 \rangle + \text{APB} + 1/2\langle 101 \rangle$ または,
 $\langle 101 \rangle \Rightarrow 1/6\langle 112 \rangle + \text{SF} + 1/6\langle 5\bar{1}4 \rangle$ ⁽¹⁸⁾
- ③ または, $\langle 101 \rangle \Rightarrow 1/2\langle 110 \rangle + 1/2\langle 1\bar{1}2 \rangle$ ⁽¹⁹⁾
- ④ $1/2\langle 112 \rangle \Rightarrow 1/6\langle 112 \rangle + \text{SF} + 1/3\langle 112 \rangle$ ⁽¹⁹⁾

ここで, CSF は複合欠陥, APB は逆位相境界および SF は積層欠陥を表している. CSF のエネルギーは, 大ざっぱに近似すると, APB エネルギーと SF エネルギーの和と見做すことができる. ①の分解反応は, TiAl 中ではいまだ観察されていない.

5. 転位反応によるへき開破壊開始条件とその過程

破面解析の結果は、へき開破壊が転位反応によって生じることを暗に示していた。ここで、転位反応の過程を考察することにしよう。異なるすべり面上の2本の運動転位が反応する時、反応によって生じる合体転位は2つのすべり面の交線上に位置する。もし、反応によって形成された転位が不動型、すなわち、ステアロッド転位であるならば、その不動転位は、さらに後続の転位の応力集中のもとで、後続の転位と反応合体して、ミクロクラックを生じる可能性がある。

異なるすべり面上の2本の転位間に働く単位長さ当りの相互作用エネルギー(W)は、次式によって表される⁽²⁰⁾。

$$W = -\frac{G(b_1 \times u)(b_2 \times u)}{2\pi} \ln \frac{R}{R_a} - \frac{G}{2\pi(1-\nu)} [(b_1 \times u)(b_2 \times u)] \ln \frac{R}{R_a} - \frac{G}{2\pi(1-\nu)R^2} [(b_1 \times u)R][(b_2 \times u)R] \quad (1)$$

ここで、 b_i ($i=1$ および 2) はバーガースベクトル、 u は転位の線ベクトル、 R は2本の転位間の距離および R_a は、 R を無次元化するために導入したパラメーターである。単位長さ当りの相互作用力 (F) は $-\partial W / \partial R$ である。相互作用力の性質と強さは F によって知られる。すなわち、 $F > 0$ ならば、2本の転位間には反発力が働き、 $F < 0$ ならば引力が働く。もし、 $F = 0$ であるならば、長範囲の相互作用は働かない。

Stroh は、刃状転位が引張り側に長さ c_0 の小さなクラックが存在すると仮定した時、2本の等しいバーガースベクトルを持つ転位を合体させるに必要とする最大力は、弾性相互作用力のみを考慮して計算した場合の最大力よりも小さいことを示した⁽²¹⁾。Stroh のこの考えを上記の問題に適用する。すなわち、異なるバーガースベクトル b_i ($i=1$ および 2) を持つ2本の転位を合体させる問題に適用すると、合体に要する最大力は、

$$F_{\max} = k \frac{Gb_1b_2}{16\pi(1-\nu)c_0} \quad (2)$$

と書ける。ここで、 k は2本の転位間に作用する長範囲弾性的相互作用の性質と大きさを示す係数である。2本の転位が等しい大きさの純粋な刃状転位であるとき、 $k=1$ である。2本の転位が異なるバーガースベクトルをもつとき、 k の絶対値は1よりも小さい。そして、この時、 k は等しいバーガースベクトルを持つ転位間に作用する相互作用力に対する、異なるバーガースベクトルを持つ転位間に作用する相互作用力の比として与えられる。 G は剛性率、 b_i ($i=1$ および 2) は、超半転位 (super-partial) または超転位のバーガースベクトルの大きさ、

ν はポアソン比および c_0 は、バーガースベクトル b_i のうち、より大きな刃状転位成分 ($b_{i,e}$) の $1/2$ の大きさにほぼ等しい値である。

もし、 $F < 0$ 、すなわち、反応が引力的であるならば、2本の異なるすべり面上の転位は、応力集中の助けなしに反応して合体する。 $F > 0$ の時、すなわち、もし反応が反発的であるとき、最大力は集積転位の応力集中によって与えられる。超半転位 (または超転位) の合体は次の不等式が満足される時に生じる。

$$N\tau > F_{\max}/b_1 \quad (3)$$

ここで、 N は、超半転位または超転位の全集積数および τ はそのすべり面上の外せん断応力である。ここで、 N の最小値を計算してみる。TiAl では $G=71.4$ GPa、 $b=2.86 \times 10^{-10}$ m、 $\nu=0.236$ および $\gamma_{APB}=0.47$ J/m²⁽¹⁸⁾ である。室温付近では、 $\tau=80$ MPa⁽⁷⁾ である。いま、次節で示す反応 (2a) の場合を考えると、 $k=\nu/4$ および $c_0=0.5 b_{1,e}=3^{1/2} b_1/4$ である。式 (3) から、 N の最小値は、4 となる。これは、超半転位の集積数である。すなわち、これらの転位の集積長さは、100 μm よりもずっと短いと考えられる。この計算結果は、試験片表面より、約 20~100 μm 内側へ入った場所から、へき開破壊が開始する観察結果と一致している。ここで、我々は、異なるすべり面上の2本の平行な転位間の反応を考えている。しかし、Whelan によって指摘されたように⁽³²⁾、異なるすべり系に属する2本の転位の反応部分は、普通そんなに長くない。したがって、クラックを形成するためには、多くの反応部分が密に形成される必要があろう。

次に、APB によって結合された超転位同士の反応について、考察を進めよう。反応の条件は、上述の場合と同様にして、

$$N\tau > (F_{\max} - \gamma_{APB})/b_{p,i} \quad (4)$$

で表せる。ここで、 γ_{APB} は APB エネルギー、 $b_{p,i}$ ($i=1$ および 2) は超半転位のバーガースベクトルである。式 (4) の N 値の最小値は、式 (3) のそれよりも小さい。従って、APB によって連結された、超半転位の合体は普通転位の合体よりも容易に起きる。式 (1) および (4) と、 $b_1=b_2=2.86 \times 10^{-10}$ m および $k=1$ を用いて、超半転位の合体条件を満足する N の最小値は、約 3 である。集積転位群の先頭領域では、2本の $1/2\langle 101 \rangle$ 型超半転位は、すでに、1本の $\langle 101 \rangle$ 超転位に合体していることが予想される。そして、超転位間の合体反応は、超半転位間のそれと基本的に同じである。式 (1)、(2) および (3) 中の b_i ($i=1$ および 2) 中に、超転位のバーガースベクトルの大きさを代入し、 k の代わりに k_s を用いて、超転位の集積転位数の最小値を求めることができる。ここで、 k_s は、 b_1 と b_2 が超転位である場合 (あるいは、 b_1 と b_2 のどちらかが超転位である場合) の長範囲弾性相互作用係数である。

次に反応で形成されたステアロッド転位と、集積した二番目の転位間の反応について考察を進める。(2)と同様にして、

$$F_{\max,1} = k_i \frac{Gb_i}{16\pi(1-\nu)} \frac{b_{sr,1}}{c_1} \quad (5)$$

ここで、 $F_{\max,i}$ ($i=1$ および 2) は、ステアロッド転位と後続の 2 つのすべり系の転位とが合体する時の最大力、 $b_{sr,1}$ は、1 対の転位の合体によって生じるステアロッド転位のバーガースベクトルの大きさおよび c_1 は、そのステアロッド転位の引張り応力側で形成されるマイクロクラックの長さである。一般的には $k \neq k_1 \neq k_2$ である。この k_i ($i=1$ および 2) は、後ほど示される。第一の反応は、引力的 ($k < 0$) であっても、二番目以後の反応は、普通反力的 ($k_1 > 0, k_2 > 0$) である。 k_i ($i=1$ および 2) は、ステアロッド転位と集積転位のバーガースベクトルによって一意的に決まる。 n 対の転位の合体によって形成された、大きなステアロッド転位と、2 つのすべり面上の $n+1$ 番目の転位との間に働く最大の相互作用力 $F_{\max,n,i}$ は、

$$F_{\max,n,i} = k_i \frac{Gb_i}{16\pi(1-\nu)} \frac{b_{sr,n}}{c_n} \quad (i=1 \text{ および } 2) \quad (6)$$

と表せる。ここで、 $b_{sr,n}$ は、2 つのすべり面上の、 n 対の転位の合体によって形成される、ステアロッド転位のバーガースベクトルの大きさおよび c_n は、そのステアロッド転位の引張り側に形成されるマイクロクラックの長さである。Stroh の考えにしたがって、 c_n の値を計算すると、 $c_n \sim n^2 c_1 = n^2 b_{sr,1} e / 2 = n^2 a b_{sr,1} / 2$ 、そして、 $b_{sr,n} \sim n b_{sr,1}$ となる。ここで、 $b_{sr,1,e}$ は、二つのすべり面上の 1 対の転位の合体反応により形成されるステアロッド転位のバーガースベクトルの刃状成分である。そして、 $\alpha = b_{sr,1,e} / b_{sr,1}$ ($0 \leq \alpha \leq 1$) である。したがって、 $b_{sr,n} / c_n \sim 2 / (n\alpha)$ となる。すなわち、 $k_i > 0$ ($i=1$ および 2) のとき、ステアロッド転位と二つのすべり面上の 1 対の後続転位間の最大の相互作用力は、 $n=1$ のとき最大値を取り、 n の増加と共に減少する。このことは、転位反応によって作られるクラックの成長が、急激に起きることを意味する。

次に、破壊の過程を考察する。図12は、TiAl 単結晶の [001] 曲げ試験片における (001) 面の破壊の機構を、模式的に示している。曲げモーメントに起因する引張り応力が試験片の表面近くで働く。その時、反応 (2a) が生じる可能性がある。(111) と ($\bar{1}\bar{1}1$) の、 n 個のすべり面が出合う場所を、1, 2, ..., n とする。(111) 面上の、 $1/2$ [101] のバーガースベクトルをもつ先頭の超半転位と、($\bar{1}\bar{1}1$) 面上の $1/2$ [$\bar{1}01$] のバーガースベクトルをもつ超半転位とが反応し、1 本のステアロッド転位に変化する。そのステアロッド転位と、後続の集積転位との合体が、応力水準に応じて、くさび状のマイクロクラックを形成す

図12 TiAl 単結晶の[001]曲げ試験片におけるへき開破壊を説明する模式図。

る。それらのマイクロクラックは互いに連結し、一つのクラックに成長する。そして、そのクラックは、 n 対の合体したステアロッド転位の引張り側に成長する。ここで、我々は、合体反応により形成された転位のバーガースベクトルの刃状成分に直角な面で破壊が生じるという仮説を提案する。Cottrell は、bcc 金属および合金中で転位反応によるへき開破壊を提案した⁽¹³⁾。TiAl 中の転位反応から予想される破壊面に関する提案と、その反応の起き易さを示すパラメーターの提案は、Cottrell 機構の 1 つの発展である。

6. 可能な転位反応

合体によって生じるであろう。転位のバーガースベクトル、すべり面および転位線の線ベクトルが、転位反応前後の転位構造と欠陥構造と共に表 2 に示されている。表 3 には、長範囲弾性相互作用の性格と大きさを表すパラメーター (k, k_1 および k_2)、1 本の転位およびステアロッド転位の引張り側でのクラック長さ (c_0 および c_1) が示されている。もし、 $k > 0$ ならば転位間の弾性相互作用は反発力、 $k < 0$ ならば引力である。 c_0 と c_1 は、それぞれ $0.5 b_{i,e}$ ($i=1$ および 2) および $0.5 b_{sr,1,e}$ である。ここで、 $b_{i,e}$ は、2 本の転位のバーガースベクトルのうち、大きいほうの刃状成分および k と関係している。式中の ν は、ポアソン比である。合体転位が不動でない場合、表中には破壊面の代わりに glissile と書かれている。

分かり易いように、 k ならびに k_1 および k_2 を棒グラフにして図13と14にそれぞれ示す。第一番目の反応のパラメーターである k はほとんどの反応の場合、負の値、すなわち、引力的である。二番目以降の反応のパラメーターである k_1 および k_2 は正に、すなわち、反発的に変化し、大きさは約 $1/2$ である。これは、同種の刃状転位が合体するときの約 $1/2$ 程度の外応力で、合体が生じることを意味している。また、 k_1 と k_2 の値が異なる場合がある。この場合は、両面から異なる数の転位が合体するであろうことを意味し、表 2 で予測した破壊面

表 2 転位反応と期待される破壊面.

反応番号	反応前の転位構造と面欠陥	反応後の転位構造と面欠陥	ステアロッド転位の方向	予想される破壊面
(1a)	$1/2[110](\bar{1}\bar{1}1)$ + $1/2[\bar{1}10](111)$	$[010](101)$	$[10\bar{1}]$	(010)
(1b)	$1/2[110](\bar{1}\bar{1}1)$ + $1/2[\bar{1}10](11\bar{1})$	$[010](100)$	$[011]$	(0 $\bar{1}1$)
(2a)	$(1/2[101] + \text{APB})$ $(1/2[101])(\bar{1}11)$ + $(1/2[\bar{1}01] + \text{APB})$ $(1/2[\bar{1}01])(\bar{1}\bar{1}1)$	$1/2[101](\bar{1}11) + \text{APB}$ + $[001](\bar{1}10) + \text{APB}$ + $1/2[\bar{1}01](1\bar{1}1)$	$[110]$	(001)
(2b)	$(1/2[101] + \text{APB})$ $(1/2[101])(11\bar{1})$ + $(1/2[\bar{1}01] + \text{APB})$ $(1/2[\bar{1}01])(\bar{1}\bar{1}1)$	$1/2[101](11\bar{1}) + \text{APB}$ + $[001](100) + \text{APB}$ + $1/2[\bar{1}01](1\bar{1}1)$	$[011]$	(01 $\bar{1}$)
(3a)	$(1/2[101] + \text{APB})$ $(1/2[101])(\bar{1}11)$ + $(1/2[\bar{1}0\bar{1}] + \text{APB})$ $(1/2[\bar{1}0\bar{1}](111)$	$1/2[101](\bar{1}11) + \text{APB}$ + $[100](001) + \text{APB}$ + $1/2[\bar{1}0\bar{1}](1\bar{1}1)$	$[110]$	($\bar{1}10$)
(3b)	$(1/2[101] + \text{APB})$ $(1/2[101])(11\bar{1})$ + $(1/2[\bar{1}0\bar{1}] + \text{APB})$ $(1/2[\bar{1}0\bar{1}](111)$	$1/2[101](11\bar{1}) + \text{APB}$ + $[100](01\bar{1}) + \text{APB}$ + $1/2[\bar{1}0\bar{1}](1\bar{1}1)$	$[011]$	(100)
(4a)	$(1/2[101] + \text{APB})$ $(1/2[101])(11\bar{1})$ + $(1/2[01\bar{1}] + \text{APB})$ $(1/2[01\bar{1}](111)$	$1/2[101](11\bar{1}) + \text{APB}$ + $1/2[110](001) + \text{APB}$ + $1/2[01\bar{1}](111)$	$[1\bar{1}0]$	(110)
(4b)	$(1/2[101] + \text{APB})$ $(1/2[101])(\bar{1}11)$ + $(1/2[01\bar{1}] + \text{APB})$ $(1/2[01\bar{1}](111)$	$1/2[101](\bar{1}11) + \text{APB}$ + $1/2[110](\bar{1}11) + \text{APB}$ + $1/2[01\bar{1}](111)$	$[01\bar{1}]$	glissile
(5a)	$(1/2[101] + \text{APB})$ $(1/2[101])(11\bar{1})$ + $1/2[\bar{1}\bar{1}0](\bar{1}11)$	$1/2[101](11\bar{1}) + \text{APB}$ + $1/2[0\bar{1}1](111)$	$[101]$	glissile
(5b)	$(1/2[101] + \text{APB})$ $(1/2[101])(11\bar{1})$ + $1/2[\bar{1}\bar{1}0](1\bar{1}1)$	$1/2[101](11\bar{1}) + \text{APB}$ + $1/2[0\bar{1}1](100)$	$[011]$	(0 $\bar{1}1$)
(6a)	$1/2[\bar{1}\bar{1}2](\bar{1}\bar{1}1)$ + $1/2[\bar{1}\bar{1}0](11\bar{1})$	$[001](100)$	$[011]$	(0 $\bar{1}1$)
(6b)	$1/3[\bar{1}\bar{1}2](\bar{1}\bar{1}1)$ + $1/2[\bar{1}\bar{1}0](11\bar{1})$	$1/6[1\bar{1}4](51\bar{1})$	$[011]$	(2 $\bar{5}5$)
(6c)	$1/6[\bar{1}\bar{1}2](\bar{1}\bar{1}1)$ + $1/2[\bar{1}\bar{1}0](11\bar{1})$	$1/3[1\bar{1}1](21\bar{1})$	$[011]$	(1 $\bar{1}1$)
(7a)	$(1/2[\bar{1}0\bar{1}] + \text{APB})$ $(1/2[\bar{1}0\bar{1}](\bar{1}11)$ + $1/2[\bar{1}\bar{1}2](111)$	$1/2[\bar{1}0\bar{1}](\bar{1}11) + \text{APB}$ + $1/2[\bar{2}11](1\bar{1}3)$	$[110]$	(332)
(7b)	$(1/2[\bar{1}0\bar{1}] + \text{APB})$ $(1/2[\bar{1}0\bar{1}](11\bar{1})$ + $1/2[\bar{1}\bar{1}2](1\bar{1}1)$	$1/2[\bar{1}0\bar{1}](11\bar{1})$ + $\text{APB} + 1/2[\bar{2}11](01\bar{1})$	$[011]$	(100)
(8a)	$(1/2[\bar{1}0\bar{1}] + \text{APB})$ $(1/2[\bar{1}0\bar{1}](\bar{1}11)$ + $1/3[\bar{1}\bar{1}2](1\bar{1}1)$	$1/2[\bar{1}0\bar{1}](\bar{1}11) + \text{APB}$ + $1/6[\bar{5}21](1\bar{1}7)$	$[110]$	(7 $\bar{7}2$)
(8b)	$(1/2[\bar{1}0\bar{1}] + \text{APB})$ $(1/2[\bar{1}0\bar{1}](11\bar{1})$ + $1/3[\bar{1}\bar{1}2](1\bar{1}1)$	$1/2[\bar{1}0\bar{1}](11\bar{1}) + \text{APB}$ + $1/6[\bar{5}21](155)$	$[011]$	(10, $\bar{1}$, 1)
(9a)	$(1/2[\bar{1}0\bar{1}] + \text{APB})$ $(1/2[\bar{1}0\bar{1}](\bar{1}11)$ + $1/6[\bar{1}\bar{1}2](1\bar{1}1)$	$1/2[\bar{1}0\bar{1}](\bar{1}11) + \text{APB}$ + $1/6[\bar{4}1\bar{1}](1\bar{1}5)$	$[110]$	(552)
(9b)	$(1/2[\bar{1}0\bar{1}] + \text{APB})$ $(1/2[\bar{1}0\bar{1}](11\bar{1})$ + $1/6[\bar{1}\bar{1}2](1\bar{1}1)$	$1/2[\bar{1}0\bar{1}](11\bar{1}) + \text{APB}$ + $1/6[\bar{4}1\bar{1}](12\bar{2})$	$[011]$	(4 $\bar{1}1$)
(10a)	$(1/2[\bar{1}0\bar{1}] + \text{APB})$ $(1/2[\bar{1}0\bar{1}](111)$ + $1/2[\bar{1}\bar{1}2](1\bar{1}1)$	$1/2[\bar{1}0\bar{1}](111) + \text{APB}$ + $1/2[011](1\bar{1}1)$	$[011]$	glissile
(10a')	$1/2[\bar{1}0\bar{1}](111)$ + APB + $1/2[011](1\bar{1}1)$	$1/2[110](1\bar{1}1)$	—	glissile

表 2 つづき

反応番号	反応前の転位構造と面欠陥	反応後の転位構造と面欠陥	ステアロッド転位の方向	予想される破壊面
(10b)	$(1/2[10\bar{1}]+APB$ $+1/2[10\bar{1}](111)$ $+1/3[112](1\bar{1}1)$	$1/2[10\bar{1}](111)+APB$ $+1/6[121](1\bar{1}1)$	$[10\bar{1}]$	glissile
(10c)	$(1/2[10\bar{1}]+APB$ $+1/2[10\bar{1}](111)$ $+1/6[112](1\bar{1}1)$	$1/2[10\bar{1}](111)+APB$ $+1/6[21\bar{1}](1\bar{1}1)$	$[10\bar{1}]$	glissile
(11a)	$1/2[112](11\bar{1})$ $+1/2[11\bar{2}](111)$	$[110](001)$	$[1\bar{1}0]$	(110)
(11b)	$1/3[112](11\bar{1})$ $+1/3[11\bar{2}](111)$	$2/3[110](001)$	$[1\bar{1}0]$	(110)
(11c)	$1/6[112](11\bar{1})$ $+1/6[11\bar{2}](111)$	$1/3[110](001)$	$[1\bar{1}0]$	(110)
(12a)	$1/2[112](1\bar{1}1)$ $+1/2[11\bar{2}](111)$	$[010](101)$	$[10\bar{1}]$	(010)
(12b)	$1/3[112](1\bar{1}1)$ $+1/3[11\bar{2}](111)$	$2/3[010](101)$	$[10\bar{1}]$	(010)
(12c)	$1/6[112](1\bar{1}1)$ $+1/6[11\bar{2}](111)$	$1/3[010](101)$	$[10\bar{1}]$	(010)
(13a)	$1/2[112](11\bar{1})$ $+1/3[11\bar{2}](111)$	$1/6[552](11\bar{5})$	$[1\bar{1}0]$	(552)
(13b)	$1/2[112](11\bar{1})$ $+1/6[11\bar{2}](111)$	$2/3[111](11\bar{2})$	$[1\bar{1}0]$	(111)
(13c)	$1/3[112](11\bar{1})$ $+1/6[11\bar{2}](111)$	$1/6[332](11\bar{3})$	$[1\bar{1}0]$	(332)
(14a)	$1/2[112](1\bar{1}1)$ $+1/3[11\bar{2}](111)$	$1/6[152](5\bar{1}5)$	$[10\bar{1}]$	$(1,10,1)$
(14b)	$1/2[112](1\bar{1}1)$ $+1/6[11\bar{2}](111)$	$1/3[122](2\bar{1}2)$	$[10\bar{1}]$	(141)
(14c)	$1/3[112](1\bar{1}1)$ $+1/6[11\bar{2}](111)$	$1/6[132](3\bar{1}3)$	$[10\bar{1}]$	(161)

図13 各反応における k の値. 図14 各反応における k_1 および k_2 の値.

と異なる面で破壊する可能性が強い.

各転位の組み合わせから6種類の反応が考えられる.

- (1) バーガースベクトル $1/2\langle 110 \rangle$ を持つ普通転位間の相互作用(表2中の反応(1a)と(1b)).
- (2) バーガースベクトル $\langle 101 \rangle$ を持つ超転位間の相互作用(反応(2a)-(4b)).
- (3) $\langle 101 \rangle$ 型超転位と $1/2\langle 110 \rangle$ 型普通転位間の相互作用(反応(5a)と(5b)).

- (4) バーガースベクトル $m\langle 112 \rangle$ ($m=1/2, 1/3$ または $1/6$) を持つ超転位(または半転位)と $1/2\langle 110 \rangle$ 型普通転位間の相互作用(反応(6a)-(6c)).
- (5) $\langle 101 \rangle$ 型超転位と $m\langle 112 \rangle$ ($m=1/2, 1/3$ または $1/6$) 型超転位(または半転位)間の相互作用(反応(7a)-(10c)).
- (6) $m\langle 112 \rangle$ ($m=1/2, 1/3$ または $1/6$) 型超転位(または半転位)同士および $m\langle 112 \rangle$ 型超転位と半転位間

表 3 転位反応に関するパラメーター.

反応番号	k	k_1	k_2	c_0	c_1
(1a)	$v/4$	0	0	$3^{1/2}b_1/4$	$b_{st}/2$
(1b)	$-v/4$	$(2-v)/2^{3/2}$	$(2-v)/2^{3/2}$	$3^{1/2}b_1/4$	$b_{st}/2^{3/2}$
(2a)	$v/4$	$1/2^{1/2}$	$1/2^{1/2}$	$3^{1/2}b_1/4$	$b_{st}/2$
(2b)	$-v/4$	$(2-v)/3^{3/2}$	$(2-v)/2^{3/2}$	$3^{1/2}b_1/4$	$b_{st}/2^{3/2}$
(3a)	$-v/4$	$(2-v)/2^{3/2}$	$(2-v)/2^{3/2}$	$3^{1/2}b_1/4$	$b_{st}/2^{3/2}$
(3b)	$v/4$	$1/2^{1/2}$	$1/2^{1/2}$	$3^{1/2}b_1/4$	$b_{st}/2$
(4a)	$-(2-v)/4$	$1/2$	$1/2$	$3^{1/2}b_1/4$	$b_{st}/2$
(4b)	$-(1-v)/2$	$(2+v)/4$	$(1-v)/2$	$3^{1/2}b_1/4$	$3^{1/2}b_{st}/4$
(5a)	$-(1-v)/2$	$(1-v)/2$	$v/4$	$3^{1/2}b_2/4$	$3^{1/2}b_{st}/4$
(5b)	$-(2-v)/4$	$1/2$	$1/2$	$3^{1/2}b_1/4$	$b_{st}/2$
(6a)	$-(2-3v)/(4 \cdot 3^{1/2})$	$(2-v)/(2 \cdot 6^{1/2})$	$v/(2 \cdot 2^{1/2})$	$3^{1/2}b_2/4$	$b_{st}/2^{3/2}$
(6b)	$-(4-3v)/(4 \cdot 3^{1/2})$	$(4-3v)/(4 \cdot 3^{1/2})$	$(4+3v)/12$	$3^{1/2}b_2/4$	$3^{1/2}b_{st}/4$
(6c)	$-(4-3v)/(4 \cdot 3^{1/2})$	0	$2^{1/2}$	$3^{1/2}b_2/4$	$3^{1/2}b_{st}/4$
(7a)	$-1/(2 \cdot 3^{1/2})$	$(2-v)/(4 \cdot 3^{1/2})$	$2/3$	$3^{1/2}b_2/4$	$b_{st}/2$
(7b)	$(4-3v)/(4 \cdot 3^{1/2})$	$(1+v)/(2 \cdot 3^{1/2})$	$(5-3v)/6$	$3^{1/2}b_2/4$	$b_{st}/6^{1/2}$
(8a)	$-1/(2 \cdot 3^{1/2})$	$(8-3v)/(4 \cdot 15^{1/2})$	$3/(2 \cdot 5^{1/2})$	$3^{1/2}b_1/4$	$5^{1/2}b_{st}/(4 \cdot 15^{1/2})$
(8b)	$-(2-3v)/(4 \cdot 3^{1/2})$	$(8+3v)/(4 \cdot 15^{1/2})$	$(6-3v)/(4 \cdot 5^{1/2})$	$3^{1/2}b_1/4$	$5^{1/2}b_{st}/(4 \cdot 15^{1/2})$
(9a)	$-1/(2 \cdot 3^{1/2})$	$(10-3v)/12$	$1/(2 \cdot 3^{1/2})$	$3^{1/2}b_1/4$	$3^{1/2}b_{st}/4$
(9b)	$-(2-3v)/(4 \cdot 3^{1/2})$	$7/12$	$1/(4 \cdot 3^{1/2})$	$3^{1/2}b_1/4$	$b_{st}/2$
(10a)	$-3^{1/2}(2-v)/4$	$-(1-v)/4$	$3^{1/2}(1-v)/4$	$b_1/4$	$3^{1/2}b_1/4$
(10a')	$-(1-v)/2$	—	—	$3^{1/2}b_2/2$	—
(10b)	$-3^{1/2}(1-v)/2$	0	$1/2$	$b_2/4$	$b_{st}/2$
(10c)	$-3^{1/2}(1-v)/2$	$3^{1/2}(1-v)/4$	$-(2-3v)/4$	$b_2/4$	$b_{st}/4$
(11a)	$-1/3$	$(1-v)/3^{1/2}$	$(1-v)/3^{1/2}$	$b_1/2$	$b_{st}/2$
(11b)	$-1/3$	$1/3^{1/2}$	$1/3^{1/2}$	$b_1/2$	$b_{st}/2$
(11c)	$-1/3$	$1/3^{1/2}$	$1/3^{1/2}$	$b_1/2$	$b_{st}/2$
(12a)	$-(8-9v)/12$	$1/6^{1/2}$	$1/6^{1/2}$	$b_1/4$	$b_{st}/2$
(12b)	$-(8-9v)/12$	$1/6^{1/2}$	$1/6^{1/2}$	$b_1/4$	$b_{st}/2$
(12c)	$-(8-9v)/12$	$1/6^{1/2}$	$1/6^{1/2}$	$b_1/4$	$b_{st}/2$
(13a)	$-1/3$	$7/9$	$1/3$	$b_1/2$	$b_{st}/2$
(13b)	$-1/3$	$2^{3/2}/3$	0	$b_1/2$	$b_1/2$
(13c)	$-1/3$	$5/33^{1/2}$	$1/33^{1/2}$	$b_1/2$	$b_1/2$
(14a)	$-(8-9v)/12$	$(20-9v)/(12 \cdot 5^{1/2})$	$3v/(4 \cdot 5^{1/2})$	$b_1/4$	$5^{1/2}b_{st}/(4 \cdot 15^{1/2})$
(14b)	$-(8-9v)/12$	$(14-9v)/6^{1/2}$	$(2-3v)/(2 \cdot 6^{1/2})$	$b_1/4$	$b_{st}/2^{3/2}$
(14c)	$-(8-9v)/12$	$(16-9v)/(4 \cdot 21^{1/2})$	$-(4-9v)/(4 \cdot 21^{1/2})$	$b_1/4$	$b_1/4$

の相互作用(反応(11a)-(14c)).

反応(10b)は, 反応(10a)の合体反応で形成された転位と残された転位との間で続いて起こる反応である. 同じ型の転位反応であっても, 乗っているすべり面が異なれば, 異なる破壊面が期待される. 例えば(1a)と(1b), (2a)と(2b), (3a)と(3b), (7a)と(8b)および(9a)と(9b)などである. (6a)-(6c), (10a)-(14c)では, 大きさの異なるパーガースベクトルをもつ同じ種類の反応が, いろいろなすべり面と破壊面を予想させている. 特に, (6c)と(13b)の反応は, 驚くべきことに, {111}すべり面の破壊を予測する. 反応(6b), (7a), (8a), (8b), (9a), (9b), (13a), (13c), (14a), (14b)および(14c)は, それぞれ, (255), (332), (772), (10, $\bar{1}$, 1), (552), (4 $\bar{1}$ 1), (552), (332), (1, 10, 1), (141)および(161)のような高指数面の破壊を予想する. これらの反応は, 強度上昇あるいは, 加工硬化率の増大に寄与する. 反応(4b), (5a), (10b)および(10c)で形成される転位は, 示されている面上で可動である. しかし, これらの反応で形成された転位は, 異なるすべり面上にまたがる APB を持っている. 従って, それらは独立に運動することはできない. 他の反応は不動(ステアロッド)転

位を作る. 反応(7a)と(7b)および(10b)と(10c)は, $1/2[2\bar{1}1]$ および $1/6[12\bar{1}]$ と $1/6[2\bar{1}\bar{1}]$ のパーガースベクトルをもつ転位を形成する. これらは, 複合積層欠陥(CSF)を形成する. 反応(10a)は, 2段階に反応して, 最終的には $1/2[110]$ 普通転位を作る. 反応前後のパーガースベクトルの平方の和を比較して, 我々はこの反応がエネルギー的に起き得るかどうかを判断できる. 反応(4a)-(14c)はエネルギーを低下させる. それに対して, 反応(1a)-(3b)は, 上述の単純な判定によっては, 等方体中でエネルギーの変化はない. 著者らは 1073 K で変形した TiAl 中に, (1a)または(1b)の反応が生じているのを観察した⁽²²⁾. これは多分, TiAl における弾性異方性あるいは転位の芯構造によるものであろう. 反応(2a)-(3b)も同じくいまだ不明の理由によって起きる可能性がある. 反応の(1a)と(1b)および(5a)と(5b)は, 文献(8)に示された fcc 格子に対する反応, (10), (11)および(4), (8)および(9)にそれぞれ相当している. Greenberg によって提案された反応は, $(1/2[0\bar{1}1]+1/2[10\bar{1}]) (111) \rightarrow (1/6[\bar{1}12]+1/6[12\bar{1}]) (111) + (1/6[2\bar{1}\bar{1}]+1/6[\bar{1}12]) (1\bar{1}1) \rightarrow 1/6[\bar{1}12] (111) + 1/6[1\bar{3}2] + 1/6[112]$

(111)⁽²³⁾である。この反応は、本研究の反応(4a)および(4b)とは異なる。TiAl 中に変形双晶が、873と1173 Kの温度範囲でしばしば観察された。そして、その双晶は、1/6<112>型半転位の運動によって形成されると考えられる。しかしながら、Ti-56原子%Al 単結晶中では、積層欠陥で結合された半転位の双極子のみが、293 Kで観察される。変形組織の観察は、1/6<112>型半転位が、800 K 以下で容易に運動できないことを示唆している。TiAl の延性は、半転位の運動しやすさと関連づけて考えられている⁽¹⁷⁾。多くの変形双晶が、Mn 添加によって延性が改善された TiAl の、室温変形組織中に観察されることが報告された⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾。上述のように、多くの反応が半転位間あるいは半転位と他の型の転位との間に生じ得る。これらの反応は、半転位の不動化と関係しているかもしれない。

最後に、我々は、この転位反応による破壊機構が、Ni₃Al および L1₂ 型構造のような、化合物の破壊に適用できることを示唆する。すなわち、反応(2a)-(4b)および(6a)-(14c)の転位反応は、APB および SISF を持つ超半転位によるものである。実際に、{111}すべり面破壊に加えて、高指数面およびキンクバンドの境界での破壊が、Ni₃(Al, Ti)単結晶の引張り試験片中に、大きな塑性変形の後に生じることが観察されている⁽²⁶⁾。Ni₃(Al, Ti)中のこれらの破壊面は、反応(2a)-(4b)および(6a)-(14c)の転位反応によって説明できる。

最初にのべたように、TiAl では、破壊が{010},{001},{110},{101}(または{011})および{111}面で生じ、加工硬化率は高かった。上述の転位反応は、これらの破壊面を予想できることを示した。反応によって作られる不動転位は、可動転位の運動に対して強い傷害物として働き、高い加工硬化率の増加に寄与する。ここで、我々は、TiAl 中の破壊と加工硬化は、提案された転位反応によって促進されたと結論できることを示した。

7. TiAl の延性化

以上、TiAl の破壊機構について詳細に述べてきた。つぎに、上述の破壊機構と関連づけて、TiAl の延性化をはかる方法について考えてみよう。

最近の TiAl の延性化に関する研究⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾のなかで、多結晶体の破壊の開始と伝播⁽²⁷⁾ならびに種々の金属組織学的および結晶構造因子と延性との相関⁽²⁸⁾が議論されている。TiAl の延性の増大と関係する因子としては、①結晶粒径の減少⁽²⁸⁾、②軸比の減少⁽²⁸⁾、③不純物濃度の低下⁽²⁷⁾、④第二相の、量、分布および形状等の存在状態⁽²⁷⁾、⑤粒界の幾何学的形状の複雑さ⁽²⁷⁾、⑥粒界偏析ならびに⑦積層欠陥エネルギーの低下⁽²⁵⁾などがある。④に関しては、Ti-48原子%Al 2 元合金を 1573 K で 259.2 ks 焼鈍すると、数 μm 厚さの Ti₃Al が 10 数

μm の間隔でラメラ状に存在する組織が得られ、延性が単相 2 元合金のそれよりも大幅に改善された実験事実がある⁽²⁷⁾。これは解析の結果、第二相の存在とマトリックスの性質の変化によると結論された。これまでの他の実験結果をみても、二相混合組織の延性は単相の TiAl のそれよりも大きい⁽²⁹⁾。⑤は、 α_2 相を第二相として板状に含む TiAl の casting 材の粒界が、 α_2 相が交互に他方の粒に突出したジグザグの形状を持っていることと関係している。このような、粒界形状は、粒界にそっての塑性変形を困難にするため、TiAl casting 材のままの延性が、二相混合組織状態で比較的大きいことの原因になっていると考えられる。⑥に関しては、有害または有益な元素の粒界への偏析の両者が考えられる。⑦は、変形双晶が生じやすくなるためと説明される。

以上の因子のいくつかは、加工および熱処理によっても変化させうる。プロセスも延性と関係する重要な問題である。一方、第三元素の添加によっても、上述の因子は変化させることが可能であり、これまでかなりの研究が行われてきた。最近、以上の諸因子に加えて、⑧原子間結合力の因子が議論された⁽²⁸⁾。金属間化合物の有用な諸特性は、本来、規則構造を組むことによる結晶の結合力の増大に起因している(この因果関係は実は逆である。結合力の強い異種金属を組み合わせ合金化することにより、規則構造が形成され、この規則構造が有用な諸特性をもたらしているというべきであろう。)したがって、わずかな量の添加により、TiAl の結合力を増加させる元素が存在しても不思議ではない。例えば、最近の研究で、TiAl に Cr を添加すると、原子サイズの差以上の単位格子の体積減少が観察され、延性を大幅に改善することが明らかになった⁽²⁸⁾。著者らは、Cr の添加が結合力の増大と単位格子の体積の減少をもたらし、結果として延性を増大させると考えた。現在はまだこの考えは仮説である。この考えの正当性は、今後の研究で検討される必要がある。また、Cr の添加は、同時に軸比および結晶粒径の減少などももたらすため、軸比および粒径の減少その他の因子による延性の改善効果も同時に生じていることは否定できない。しかし、単位格子の体積減少も結合力増大の観点から注目する必要がある。

TiAl の破壊は、粒界で開始し、粒内を伝播する⁽²⁷⁾。したがって、粒界の破壊にくさおよび粒内のへき開しにくさの両者が、TiAl の延性および靱性と関係している。粒界クラックは、引張り軸に対して 45°傾いた粒界上で多く観察され、粒界にそったせん断変形が粒界クラック発生と関係することが示唆される⁽²⁷⁾。すなわち、粒界クラック発生と関連する因子としては、TiAl の延性と関係する因子として上述したなかの①結晶粒径③不純物濃度、⑤粒界の幾何学的形状および⑥の粒界偏析などが考えられる。粒内のへき開しにくさと関係する因子としては、同じく TiAl の延性と関係する因子として述

べた中の①結晶粒径の減少および⑧原子間結合力の増大が考えられる。

式(2)中の c_0 は、刃状転位の引張り側にあると考えたミクロクラックの長さを与えるパラメーターである。 c_0 は原子間結合力と関係している。原子間結合力が増加すれば、 c_0 が小さくなり、転位の合体反応も生じにくくなるはずである。結果として、粒内のへき開破壊が起きにくくなる。原子間結合力の増加は、普通剛性率、 G 、も増加させる。すなわち、上述の破壊機構は、 G と c_0 を通して⑧の結合力のみを関係している。

簡単にいうと、破壊(あるいは延性)と関係する因子は、結合力以外にもあり、そのうちのひとつでも延性を低下させるように強く作用すれば、TiAlは脆性的になる。延性改善の難しい点は、各因子の寄与を加算できないところにある。逆にいえば、TiAlの延性は、結合力のみで決まっているのではないために、延性低下に強く作用している他の因子のちょっとした改善により、延性が増大する可能性も秘めている。したがって、我々は上述のTiAlの破壊機構を、TiAlが脆性的であることの側面を説明するものである、と考えて延性化の研究に勇気をもって邁進できる。

8. あ と が き

第6節で述べたように、著者らは、上述の破壊機構は $L1_0$ 型構造を持つTiAlのみに限らず、 $L1_2$ およびその他の構造を持つ金属間化合物の破壊一般に適用できると考えている。特に、第二相や粒界が存在しない単結晶が塑性変形後へき開破壊する場合は、上述の機構を検討する必要がある。最近、著者らのTiAlの破壊研究に続いて、 Ni_3Al の多結晶⁽³⁰⁾および $Ni_3(Al, Ti)$ 単結晶⁽²⁶⁾、ならびに、 $D0_{22}$ 型構造を有する Al_3Ti に、FeおよびVを添加し、 $L1_2$ 型構造に変態させた金属間化合物の破壊が研究されている⁽³¹⁾。 $Ni_3(Al, Ti)$ では、 $\{111\}$ すべり面破壊が支配的であり⁽²⁶⁾、 $Al_3Ti-Fe-V$ 合金は、 $\{110\}$ および $\{111\}$ 面破壊が支配的で、 $\{010\}$ 面破壊は生じない⁽³¹⁾ことが報告されている。この破壊面の異方性は、面の結合力と可能な転位反応の種類で決まるものと考えられる。今後、これらの金属間化合物における転位反応を研究する必要がある。

最後に、本文を書く機会を与えて下さった、東北大学金属材料研究所 和泉 修教授(現在:東北大学名誉教授)に厚くお礼申し上げる。

文 献

- (1) J. H. Westbrook: *Mechanical properties of Intermetallic Compounds*, John Wiley and Sons, (1960).
- (2) W. B. Pearson: *Handbook of Lattice Spacings and Structures of Metals*, Pergamon Press, (1958).
- (3) 青木 清, 和泉 修: 日本金属学会誌, **43**(1979), 1190.
- (4) T. Takasugi, O. Izumi and N. Masahashi: *Acta Metall.*, **33**(1985), 1259.
- (5) 山口正治: 日本金属学会会報, **27**(1988), 149.
- (6) T. Kawabata and O. Izumi: *Acta Metall.*, **36**(1988), 963.
- (7) T. Kawabata, T. Kanai and O. Izumi: *Acta Metall.*, **33**(1985), 1355.
- (8) F. Erdogan: *Fracture* Ed. by H. Liebowitz, Vol. 2, p. 497, Academic Press, New York, (1968).
- (9) W. M. Lomer: *Phil. Mag.*, **42**(1951), 1327.
- (10) A. H. Cottrell: *Phil. Mag.*, **43**(1952), 645.
- (11) J. P. Hirth: *J. Appl. Phys.*, **32**(1961), 700.
- (12) T. Jøssang, J. P. Hirth and C. S. Hartley: *J. Appl. Phys.*, **36**(1965), 2400.
- (13) A. H. Cottrell: *Trans. AIME*, **212**(1958), 192.
- (14) J. J. Gilman: *Trans. Am. Inst. Min. Engrs.*, **200**(1954), 621.
- (15) A. N. Stroh: *Phil. Mag.*, **3**(1958), 597.
- (16) A. N. Stroh: *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A223**(1954), 404.
- (17) D. Shechtman, M. J. Blackburn and H. A. Lipsitt: *Metall. Trans.*, **5**(1974), 1373.
- (18) H. A. Lipsitt, D. Shechtman and R. E. Schafrik: *Metall. Trans.*, **6A**(1975), 1991.
- (19) G. Hug, A. Loiseau and A. Lasalmonie: *Phil. Mag.*, **A54**(1986), 47.
- (20) J. P. Hirth and J. Lothe: *Theory of Dislocations*, McGraw-Hill, New York, (1968), p. 108.
- (21) A. N. Stroh: *Proc. Roy. Soc.*, **A232**(1955), 548.
- (22) 川畑 武, 金井恒行, 和泉 修, 日本金属学会講演概要集, (1984・10月), p. 468.
- (23) B. A. Greenberg: *Physica Status Solidi*, (b)**55**(1973), 59.
- (24) 橋本健紀, 土肥春夫, 中野 理, 辻本得蔵: 日本金属学会講演概要集, (1984・10月), p. 465.
- (25) T. Hanamura, R. Uemori and M. Tanino: *J. Mater. Res.*, **3**(1988), 656.
- (26) M. S. Kim, S. Hanada, S. Watanabe and O. Izumi: *Trans. JIM*, **29**(1988), 790.
- (27) T. Kawabata, M. Tadano and O. Izumi: *Scripta Metall.*, **22**(1988), 1725.
- (28) T. Kawabata, T. Tamura and O. Izumi: *MRS Symposia Proc.*, **133**(1989), in press.
- (29) M. J. Blackburn and M. P. Smith: *U. S. Patent*, No. 4, 294, 615(1981).
- (30) S. Hanada, M. S. Kim, S. Watanabe and O. Izumi: *Scripta Metall.*, **21**(1987), 277.
- (31) E. P. George, W. P. Porter, H. M. Henson, W. C. Oliver and B. F. Oliver: *J. Mater. Res.*, **3**(1989), 78.
- (32) M. J. Whelan: *Proc. Roy. Soc.*, **A249**(1959), 114.